

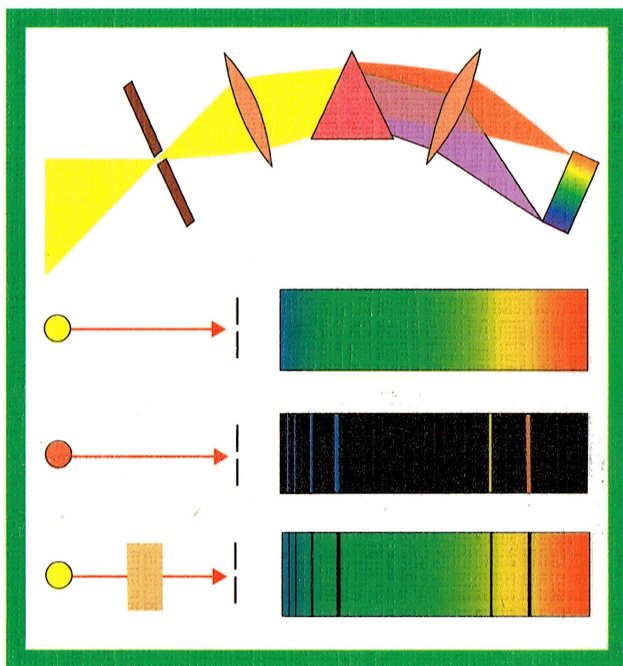
ENCYCLOPÉDIES



D'AUJOURD'HUI

ATLAS DE LA PHYSIQUE

Hans Breuer



La Pochothèque

ATLAS
DE LA
PHYSIQUE

Dans Le Livre de Poche :

Atlas de l'écologie

Atlas de la philosophie

Atlas de la biologie

Atlas de l'astronomie

Atlas de la psychologie

Atlas des mathématiques

ENCYCLOPÉDIES D'AUJOURD'HUI

Hans Breuer

ATLAS
DE LA
PHYSIQUE

Conception graphique de Rosemarie Breuer

La Pochothèque

LE LIVRE DE POCHE

La version française de ce livre, revue et mise à jour, a été réalisée par Martine Meslé-Gribenski, agrégée de sciences physiques, Philippe Morin, agrégé de sciences physiques, et Michèle Sénéchal-Couvercelle, docteur ès sciences, ingénieur en génie atomique et coordinatrice de l'ouvrage. La traduction est de Claudine Morin.

Titre original : **dtv**-Atlas zur Physik

© 1987 et 1988 Deutscher Taschenbuch Verlag GmbH & Co. KG, Munich.

© Librairie Générale Française, 1997, pour l'édition française.

AVANT-PROPOS

Cet *Atlas de la physique* est la version française en un volume du livre de poche allemand *Atlas zur Physik*, édité en deux tomes.

Les domaines fondamentaux de la physique – mécanique, thermodynamique, optique, électricité, physique du solide et physique moderne – y sont traités de manière progressive, depuis les données de base indispensables jusqu'aux derniers apports de la recherche. Aussi cet ouvrage s'adresse-t-il autant à l'esprit curieux qu'aux lycéens, étudiants, ingénieurs, techniciens et chercheurs.

La présentation matérielle est celle de la série *Atlas* : les illustrations, en page de gauche et en couleurs, facilitent la compréhension du texte en regard grâce à des exemples clairs et à d'habiles synthèses.

En fin de volume, un index des noms et un index thématique très détaillés permettent une consultation ponctuelle de l'ouvrage.

Outre les tableaux de synthèse des pages 10, 18, 330 et 331, on trouvera en page 9 une liste des constantes physiques fondamentales. En fin d'ouvrage figure une liste chronologique des prix Nobel, des savants et de leurs principales découvertes.

Avant-Propos	5	Vitesse du son et flux d'énergie acoustique	96
Constantes physiques fondamentales	9	Ouïe, sensation sonore et isotonie	98
Généralités		Spectres sonores, absorption du son	100
Domaine de la physique	10	Thermodynamique	
Bases mathématiques I	12	Échelles de température et points fixes	102
Bases mathématiques II	14	Thermomètres et dilatation thermique.	
Bases mathématiques III	15	Principe d'équipartition	103
Grandeurs physiques, unités S.I.		Capacité calorifique	104
et symboles I	16	Quantité de matière. Loi des gaz	106
Grandeurs physiques, unités S.I.		Premier principe de la thermodynamique.	
et symboles II	18	Exposant adiabatique	108
Grandeurs physiques, unités S.I.		Équations des adiabatiques. Travail des gaz	110
et symboles III	20	Mouvement brownien	112
Représentation des relations	22	Distribution de Maxwell	114
Mesures et incertitudes	24	Machines thermiques : moteurs thermiques et diagrammes de travail	116
Mécanique		Récepteurs : machine frigorifique et pompe à chaleur	118
Temps et mesure du temps	26	Transfert thermique I	120
Longueurs, aires, volumes et angles I	28	Transfert thermique II	122
Longueurs, aires, volumes et angles II	30	Diffusion	124
Vitesse et accélération	32	Osmose	126
Chute et tir	34	Entropie	128
Masse et force	36	Deuxième principe de la thermodynamique	130
Mouvement circulaire. Oscillation harmonique	38	Vapeur et vaporisation. Hygrométrie	132
Impulsion, travail, puissance	40	Corps solide et liquide. Point triple	134
Énergie et conservation de l'énergie	42	Effet Joule-Thomson. Liquéfaction des gaz	136
Gravitation	44	Optique et rayonnement	
Frottement	46	Propagation de la lumière. Réflexion et miroirs I	138
Le solide	48	Propagation de la lumière. Réflexion et miroirs II	140
Équilibre. Toupie	50	Réfraction	142
États de la matière	52	Réflexion totale et dispersion	144
Pression I	54	Absorption et diffusion de la lumière	146
Pression II	56	Systèmes centrés dioptriques I	148
Pression III	58	Systèmes centrés dioptriques II	150
Pression et volume des gaz I	59	Association de deux systèmes centrés. Aberrations	152
Pression et volume des gaz II	60	Grandissement, grossissement et pouvoir séparateur. Loupe I	154
Pompes et presses	62	Loupe II. Microscope	156
Tension superficielle. Capillarité	64	Appareil photo. Projecteur	158
Écoulements	66	Lunette, télescope	160
Viscosité	68	Œil	162
Écoulements laminaires et turbulents	70	Vitesse de la lumière	164
Fluides idéaux	72	Optique électronique	166
Frottement fluide	74	Microscopes électroniques, microscope ionique	168
Déformations	76	Grandeurs énergétiques I	170
Oscillations et ondes		Grandeurs énergétiques II, grandeurs photométriques, grandeurs photoniques	172
Oscillations	78	Méthodes de mesures photométriques	174
Superposition et décomposition des oscillations	80	Rayonnements infrarouge et ultraviolet	176
Oscillations libres et oscillations forcées	82	Rayonnement thermique, rayonnement du corps noir	178
Ondes	84	Lois du rayonnement	180
Superposition d'ondes	86		
Principe de Huygens : réflexion et réfraction. Absorption	88		
Effet Doppler	90		
Cône de Mach	92		
Acoustique			
Son et sources sonores	94		

8 Sommaire

Rayons X. Production. Spectre I	182	Impédance dans un circuit à courant alternatif I	278
Rayons X. Spectre II. Interaction avec la matière. Diffusion élastique I	184	Impédance dans un circuit à courant alternatif II	280
Diffusion élastique II. Diffusion inélastique des rayons X (effet Compton).		Impédance dans un circuit à courant alternatif III	282
Absorption des rayons X et γ	186	Transformateurs	284
Création de paires par les rayons γ .		Appareils de mesure en courant alternatif	286
Détection des rayons X. Dosimétrie des rayons X. Applications des rayons X	188	Moteurs à courant alternatif	288
Laser	190	Redresseur et onduleur	290
Interférences de la lumière	192	Oscillateurs électriques	292
Diffraction	194	Courant de déplacement. Effet de peau	294
Interféromètre. Holographie	196	Équations de Maxwell	296
Spectres, appareils spectroscopiques et spectrométrie	198	Ondes électromagnétiques I	298
Polarisation de la lumière	200	Ondes électromagnétiques II	300
Polarimètres. Activité optique	202	Radio et télévision	302
Ondes et particules. Principe d'incertitude	204	Électrons libres	304
		Électrons libres dans les champs	306
		Oscilloscope. Tubes-image	308
Électricité et magnétisme		Particules chargées avec combinaison de champs	310
Charges électriques. Loi de Coulomb	206	Tubes électroniques I	312
Champ électrique et lignes de champ	208	Tubes électroniques II	314
Potentiel et différence de potentiel	210	Composants semi-conducteurs I	316
Dipôles électriques. Conducteurs électriques	212	Composants semi-conducteurs II	318
Influence et énergie électrostatique	214	Rétroaction. Adaptation d'impédance	320
Capacité électrique	216	Conduction électrique dans les gaz	322
Diélectrique	218	Décharges dans les gaz	324
Piézoélectricité. Pyroélectricité.		Rayons cathodiques et rayons canaux.	
Ferroélectricité	220	Plasmas	326
Courant électrique	222		
Résistances électriques	224	Physique du solide	
Loi d'Ohm	226	Corps solides	328
Courants continus	228	Classification périodique des éléments	330
Conduction dans les électrolytes	230	Cristaux et réseaux	332
Électrophorèse. Électrisation	232	Cristaux	334
Différence de potentiel de Volta.		Conduction électrique dans les solides	336
Série électrochimique	234	Vibrations dans un réseau. Phonons	338
Pile. Accumulateur	236	Semi-conducteurs électroniques I	340
Effets thermoélectriques	238	Semi-conducteurs électroniques II	342
Magnétostatique I	240		
Magnétostatique II	242	Physique moderne	
Champ magnétique terrestre	244	Espace, temps et relativité I	344
Force de Lorentz. Courants électriques dans des champs magnétiques	246	Espace, temps et relativité II	346
Courants électriques et champs magnétiques	248	Espace, temps et relativité III	348
Champs magnétiques. Aimantation I	250	Mécanique relativiste	350
Aimantation II	252	Relativité générale	352
Effets magnétiques particuliers	254	Ondes gravitationnelles	354
Induction électromagnétique	256	Théorie classique des quanta	356
Loi de Lenz. Courants de Foucault	258	Mécanique quantique	358
Induction mutuelle et auto-induction I	260	Quantification spatiale I	360
Induction mutuelle et auto-induction II	262	Quantification spatiale II	362
Courant continu. Instruments de mesure	264	Nombres quantiques et configuration électronique des atomes	364
Bobine d'induction. Générateurs de courant continu I	266	Particules élémentaires	366
Générateurs de courant continu II	268		
Moteurs à courant continu	270	Appendice	
Tension alternative, courant alternatif.		Collecte et recherche d'informations	368
Diagramme vectoriel	272	Physiciens illustres	370
Courant triphasé. Puissance électrique	274	Découvertes marquantes en physique	374
Générateurs de courant alternatif ou triphasé	276	Prix Nobel	376
		Index des noms	381
		Index thématique	387

Constantes physiques fondamentales 9

Vitesse de la lumière dans le vide

$$c = 299\,792\,458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

Perméabilité du vide

$$\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$$

Permittivité du vide

$$\varepsilon_0 = 8,854\,188\,10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$$

Constante de gravitation universelle

$$G = 6,672\,598\,10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$$

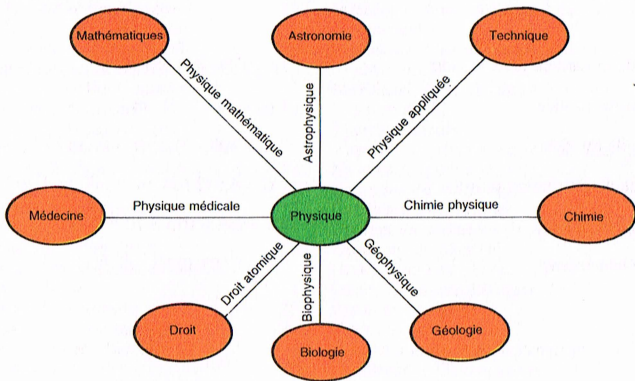
Constante de Planck

$$h = 6,626\,075\,5\,10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

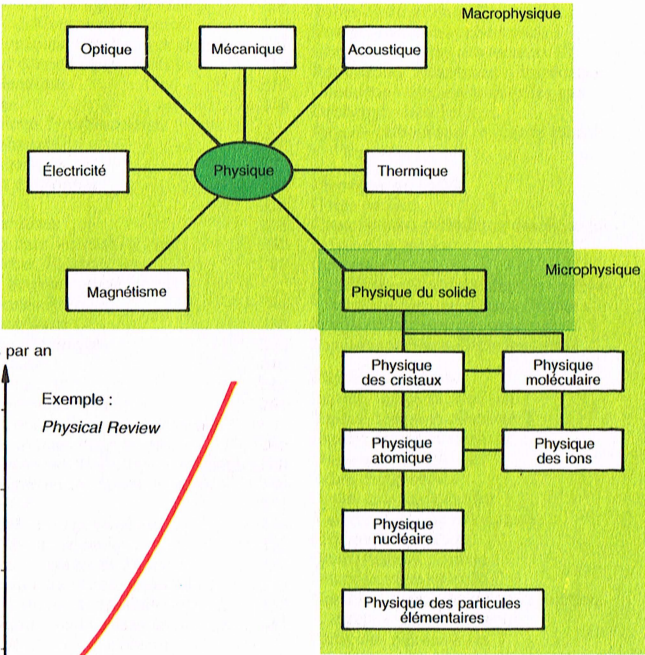
Charge élémentaire

$$e = 1,602\,177\,33\,10^{-19} \text{ C}$$

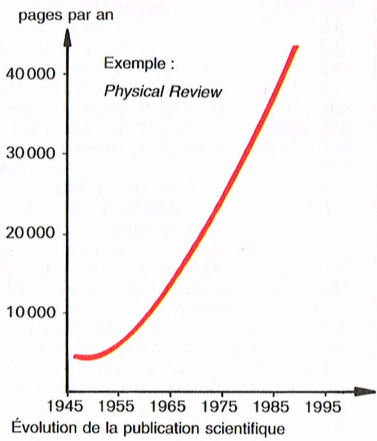
10 Généralités



Physique et domaines voisins



Domaines de la Physique



La Physique appartient à la famille des sciences exactes de la nature. C'est vraisemblablement l'ouvrage *Physika* d'ARISTOTE (384-322) qui est à l'origine de ce mot.

Contrairement à l'Antiquité et au Moyen Âge, aujourd'hui la Physique n'a pratiquement plus rien à voir avec la philosophie de la nature, c.-à-d. avec les questions que l'on se posait sur les origines et les raisons des choses.

Jusqu'au XVIII^e siècle, le concept de « physique » embrassait un domaine beaucoup plus large qu'aujourd'hui : il décrivait l'astronomie, l'astrologie, la biologie, la médecine, la météorologie, entre autres. En revanche, des spécialités qui font maintenant partie de la Physique, comme par ex. la mécanique, la balistique ou l'optique géométrique, appartenaient aux Mathématiques.

La **Physique** examine et interprète les phénomènes de la nature inanimée. Elle se limite aux processus observables et reproductibles qu'elle décrit à l'aide de concepts comme la longueur, le temps, la masse, la charge électrique, le champ magnétique par ex. Ces notions sont rigoureusement définies et s'expriment à l'aide de chiffres avec des unités elles-mêmes clairement définies.

La Physique formule des lois à l'aide de ces grandeurs et de leurs relations mathématiques. L'expérience physique permet de vérifier si la loi est correcte dans son contenu et dans sa formulation. Cette loi permet alors de prévoir des processus physiques de manière quantitative. De nombreuses spécialités de la Physique ont des domaines communs frontaliers avec d'autres sciences. Cette particularité se retrouve dans la dénomination de ces spécialités : biophysique, chimie physique, physique moléculaire ou astrophysique. C'est précisément dans ces secteurs qu'ont lieu aujourd'hui les découvertes les plus exaltantes.

La **Physique classique** décrit les phénomènes naturels observables. Ses lois suivent une logique « naïve » et éclairent le bon sens de l'homme. Elle comprend par exemple la Mécanique de Newton, la théorie de l'Électromagnétisme de Maxwell, l'Optique géométrique, l'Optique ondulatoire, des parties de la Thermodynamique. Dans la Physique classique, la vitesse des particules observées est toujours très petite comparée à la vitesse de la lumière (la limite est d'environ 4/10 de celle-ci) ; en outre, les valeurs de l'énergie sont très élevées par rapport au quantum d'énergie de Planck.

La **Physique moderne** est née en 1900, l'année où MAX PLANCK a publié sa théorie des Quanta. L'interprétation naïve de l'espace et du temps n'y est plus valable.

La Mécanique quantique, la théorie de la Relativité, la Physique atomique, la Physique

nucléaire, la Physique des particules élémentaires et l'Optique électronique font partie de la Physique moderne.

Mais la limite n'est pas nette, car la Physique classique, même en ce qui concerne ses domaines, ne permet pas de tout interpréter. D'autre part, certains aspects de la Physique moderne ne peuvent être compris qu'à l'aide de la Physique classique.

Ainsi, la mécanique relativiste « moderne » d'EINSTEIN englobe la mécanique « classique » de NEWTON qui n'est qu'un cas particulier de la théorie d'EINSTEIN lorsque la vitesse ou l'énergie vérifient les conditions citées plus haut.

L'évolution considérable de la Physique conduit depuis déjà deux siècles à la division de cette science en un nombre toujours croissant de spécialités.

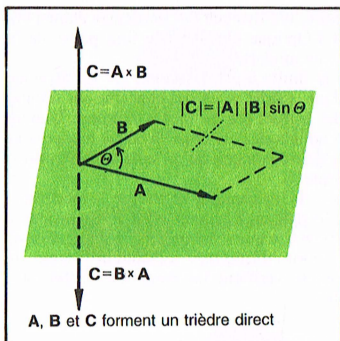
NEWTON dominait encore l'ensemble de la Physique et formulait des lois dans de nombreux domaines. Ce n'est plus possible aujourd'hui. La spécialisation a tellement progressé que le physicien atomique, par ex., ne possède que peu de points communs avec le spécialiste en thermodynamique. Tous deux parlent des langages spécialisés différents et publient naturellement dans des revues distinctes. Même à l'intérieur de ces domaines particuliers, la spécialisation s'accroît ainsi que, parallèlement, le nombre et la diversification des revues scientifiques.

Actuellement, plus de 10 000 revues publient les résultats de milliers de laboratoires et d'instituts. Le pourcentage de croissance annuelle des publications individuelles est d'environ 4 à 6 %. Dans ce flot de publications, il ne serait plus possible sans l'informatique de procéder à la recherche d'un document relatif à un domaine précis de la Physique.

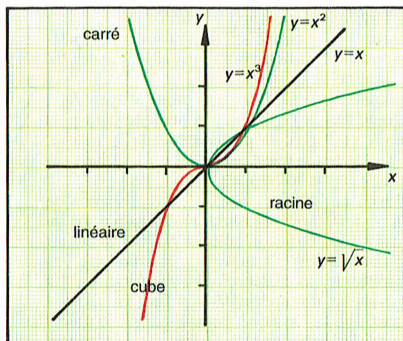
GALILEO GALILÉE (1564-1642) est généralement considéré comme le fondateur de la Physique expérimentale.

Les premières hypothèses précises de la Physique élaborées à l'aide des Mathématiques sont dues à ISAAC NEWTON (1643-1727).

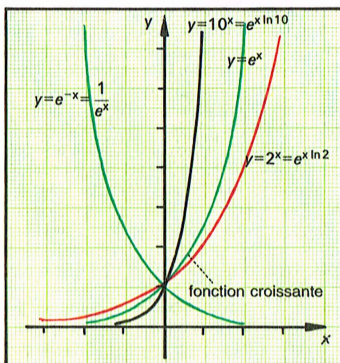
12 Généralités



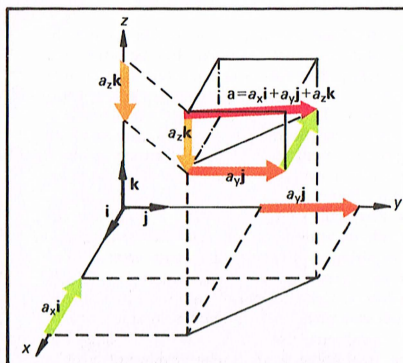
Produit vectoriel



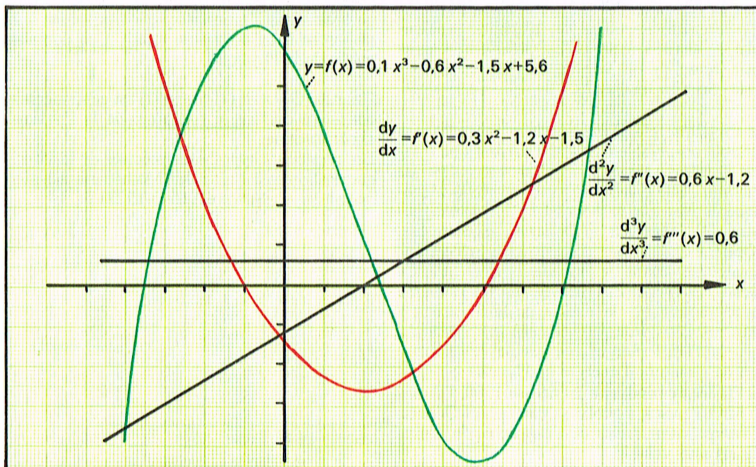
Fonctions usuelles



Fonctions exponentielles



Décomposition d'un vecteur



Fonction cube et fonctions dérivées

Dans cette page et les suivantes, nous présentons quelques bases mathématiques que l'on retrouve au long de cet ouvrage.

Les **grandeurs scalaires** sont des grandeurs non orientées, décrites complètement par un nombre et l'unité correspondante. Elles sont représentées soit par des lettres en romain soit par des lettres en italique en tant que symboles pour des grandeurs physiques non orientées.

Par ex., W ou W pour *travail*, l ou l pour *longueur*.

Les **vecteurs** sont des grandeurs orientées. Ils sont définis par un scalaire (norme encore appelée intensité ou valeur du vecteur) et par l'orientation (direction et sens). Les vecteurs sont représentés soit par des lettres en italique gras (A) soit par des lettres surmontées d'une flèche ($\vec{A}$). La norme du vecteur A est représentée par A ou par des traits verticaux de part et d'autre du symbole du vecteur, soit $|A|$.

Par ex., F pour *force*, p pour *quantité de mouvement*, E pour *champ électrique*.

Les vecteurs se représentent graphiquement par des flèches. La longueur de la flèche est proportionnelle à la norme, avec une échelle précisée. La pointe de la flèche indique le sens du vecteur. $-A$ est représenté par une flèche de même longueur que $+A$, mais elle est dirigée en sens inverse.

Dans un système d'axes de coordonnées (ou repère), un vecteur peut être décomposé par projection sur les axes. Dans un système tridimensionnel, le vecteur A s'écrit, par exemple :

$$A = A_x i + A_y j + A_z k$$

ou

$$A = (A_x, A_y, A_z)$$

ou

$$A = \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \\ A_z \end{pmatrix}$$

avec A_x , A_y et A_z coordonnées du vecteur. i , j et k sont les vecteurs unitaires des trois directions orientées.

L'**addition de vecteurs** se fait en additionnant les coordonnées correspondantes :

$$A + B = (A_x + B_x)i + (A_y + B_y)j + (A_z + B_z)k$$

La **soustraction de vecteurs** se fait simplement en remarquant que :

$$A - B = A + (-B)$$

On additionne graphiquement les vecteurs A et B en faisant coïncider l'origine de B avec

l'extrémité de A . Le vecteur résultant, $A + B$, est représenté par la flèche qui relie l'origine de A à l'extrémité de B .

La **multiplication des vecteurs** est plus complexe que la multiplication habituelle de grandeurs scalaires.

La multiplication par un scalaire ne change que la valeur du vecteur, et éventuellement le sens si le scalaire est de signe négatif. La direction reste la même.

Par ex., $F = ma$; l'accélération a est multipliée par la grandeur scalaire m , la masse. Le vecteur F qui en résulte a la même direction et le même sens que a et $F = ma$.

Le **produit scalaire** de deux vecteurs est un scalaire.

$$A \cdot B = |A| |B| \cos \theta = AB \cos \theta$$

où θ désigne l'angle formé par les vecteurs A et B . Le point de multiplication entre les deux vecteurs doit être écrit.

Par ex., $F \cdot s = W$. Le produit scalaire des deux vecteurs F (force) et s (déplacement) est la grandeur scalaire W (travail).

Si $A \perp B$, alors on a $A \cdot B = 0$

Le **produit vectoriel** de deux vecteurs est un vecteur.

$$A \wedge B = C$$

Il faut écrire le signe de multiplication entre les deux vecteurs. On utilise également le signe $\times$. La valeur C du vecteur C obtenu est :

$$C = |A| |B| |\sin \theta| = A B |\sin \theta|$$

où θ désigne l'angle formé par les vecteurs A et B .

La direction et le sens du vecteur obtenu sont indiqués par la règle de la main droite :

On forme, avec le pouce, l'index et le majeur un système d'axes. Si le pouce représente A et l'index B , alors le majeur indique la direction et le sens du vecteur résultant C . A , B et C forment un trièdre direct.

L'ordre est important, car le produit vectoriel n'est pas commutatif.

$$A \wedge B = -B \wedge A$$

Par ex., $M = r \wedge F$; le moment M de la force F est égal au produit des vecteurs r , distance à l'axe et force F ; M est perpendiculaire au plan formé par r et F .

Si $A \parallel B$, alors $A \wedge B = 0$.

14 Bases mathématiques II

Les **fonctions** décrivent mathématiquement la relation entre deux ou plusieurs grandeurs. Nous présentons ici brièvement les fonctions les plus fréquemment utilisées en physique.

Fonction affine (premier degré)

$$y = f(x) = mx + b$$

m et b sont des constantes, x est la variable. La représentation graphique de f(x) est une droite de pente m. La droite coupe l'axe des ordonnées (y'y) en y = b (ordonnée à l'origine). La droite passe par l'origine du repère (intersection des axes de coordonnées) quand b = 0 (*fonction linéaire*).

Par ex., le volume V d'un gaz parfait à la température t est donné par la relation $V = V_0\alpha t + V_0$, où α et V_0 sont des constantes.

Fonction trinôme (fonction carré ou du second degré)

$$y = ax^2 + bx + c$$

a, b et c sont des constantes, x la variable. La représentation graphique de cette fonction est une parabole. Si a est positif, la concavité de la parabole est tournée vers le haut. Si a est négatif, elle est tournée vers le bas. Le sommet de la parabole (respectivement minimum ou maximum) correspond à $x = -b/2a$.

On utilise souvent également la fonction inverse de la fonction carré, $y = a/x^2 = ax^{-2}$.

Par ex., loi d'interaction gravitationnelle, loi de Coulomb.

Fonction exponentielle

Dite de base e (e = 2,71828...), elle s'écrit :

$$y = Ae^x = A \exp(x)$$

A est une constante ; x, la variable, est l'exposant.

Cette fonction intervient lorsque la variation d'une grandeur est proportionnelle à la valeur de cette grandeur.

Par ex., la loi de désintégration radioactive s'écrit $N = N_0 \exp(-\lambda t)$. N_0 et λ sont des constantes.

Coniques

Le **cercle** a pour équation générale :

$$(x - a)^2 + (y - b)^2 = r^2$$

où a et b sont les coordonnées du centre du cercle et r son rayon.

La **parabole** a pour équation générale (dans un repère où l'origine coïncide avec son sommet) :

$$y^2 = 2px$$

où la constante p est le paramètre ; la distance du sommet au foyer est égale à p/2.

L'**ellipse** a pour équation générale (dans un repère où l'origine coïncide avec l'intersection de ses axes) :

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$$

2a est la longueur du grand axe, 2b celle du petit.

Accroissements et différentielles

L'**accroissement** d'une fonction $y = f(x)$ pour deux valeurs x_1 et x_2 de la variable est la variation $\Delta y = y_2 - y_1$ de la fonction f(x) pour la variation $\Delta x = x_2 - x_1$.

Le quotient des accroissements $\Delta y/\Delta x$ mesure l'accroissement moyen de la fonction entre x_1 et x_2 .

La **différentielle** dy d'une fonction $y = f(x)$ est égale à l'accroissement de la fonction quand l'accroissement $\Delta x = x_2 - x_1$ tend vers zéro (noté alors dx). On peut confondre, en première approximation, l'accroissement Δy d'une fonction avec sa différentielle dy, ce qui est souvent utilisé en physique.

Le rapport dy/dx est défini par :

$$\frac{dy}{dx} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta y}{\Delta x} = y' = f'(x)$$

$f'(x)$ est la **dérivée** de f(x) ; $\frac{dy}{dx}$ s'appelle **notation différentielle** de la dérivée.

Le signe de la dérivée indique la croissance (signe positif) ou la décroissance (signe négatif) de la fonction au point d'abscisse x.

Principales fonctions dérivées :

fonction	dérivée
$y = k = \text{constante}$	$y' = 0$
$y = x$	$y' = 1$
$y = kx$	$y' = k$
$y = x^n$	$y' = n x^{n-1}$
$y = \ln x$	$y' = 1/x$
$y = a^x$	$y' = a^x \ln a$
$y = e^x$	$y' = e^x$
$y = \sin x$	$y' = \cos x$
$y = \cos x$	$y' = -\sin x$
$y = u(x)v(x)$	$y' = uv' + u'v$

Par ex., par dérivation de l'équation générale d'une parabole, $y = ax^2 + bx + c$, on obtient $y' = 2ax + b$; pour $y' = 0$, on a l'abscisse du sommet de la parabole $x = -b/2a$.

La **dérivée partielle** d'une fonction de plusieurs variables, par ex. $z = f(x, y)$, est la dérivée de cette fonction par rapport à l'une des variables, les autres étant considérées comme constantes. Ainsi :

$$\frac{\partial z}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} f(x, y)$$

Par ex. : $z = f(x, y) = x^3 + 7x^2y - 5y^6$
 $\partial z / \partial x = 3x^2 + 14xy$; $\partial z / \partial y = 7x^2 - 30y^5$

Opérateurs différentiels

Le **gradient** d'une grandeur scalaire $\varphi(x, y, z)$ est un vecteur défini par la relation :

$$\text{grad} \varphi = \frac{\partial \varphi}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \mathbf{k}$$

La **divergence** d'un vecteur $\mathbf{F}$ est une grandeur scalaire définie par la relation :

$$\text{div} \mathbf{F} = \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z}$$

On retrouve l'expression de la divergence dans de nombreuses équations de physique, chaque fois que l'on veut exprimer une conservation.

Intégrales

Soit une fonction dérivée $y' = f'(x)$, la fonction $y = f(x)$ est appelée **primitive** (ou intégrale indéfinie) de $f'(x)$. Puisque la dérivée d'une constante est nulle, il y a une infinité de primitives définies à une constante près pour une fonction dérivée $f'(x)$. La recherche d'une primitive se fait à partir de la dérivée par processus inverse de la dérivation, mais il n'y a pas de règle précise.

Primitives usuelles :

$\int$ signifie primitive.

C désigne la constante d'intégration.

$$\int dx = x + C$$

$$\int x^n dx = \frac{x^{n+1}}{n+1} + C \quad \text{pour } n \neq -1$$

$$\int \frac{dx}{x} = \ln|x| + C$$

$$\int e^x dx = e^x + C$$

$$\int a^x dx = a^x / \ln a + C \quad \text{pour } a > 0 \text{ et } a \neq 1$$

$$\int \ln x = x \ln x - x + C$$

$$\int \cos x \, dx = \sin x + C$$

$$\int \sin x \, dx = -\cos x + C$$

$$\int \sin^2 x \, dx = (x - \sin x \cos x) / 2 + C$$

$$\int \cos^2 x \, dx = (x + \sin x \cos x) / 2 + C$$

$$\int \tan x \, dx = -\ln|\cos x| + C$$

$$\int \cot x \, dx = \ln|\sin x| + C$$

On appelle **intégrale définie** dans l'intervalle (a, b)

$$[F(x)]_a^b = \int_a^b f(x) dx = F(b) - F(a)$$

où $F(x)$ est une primitive quelconque de $f(x)$, a et b les bornes de l'intégrale. L'intégrale définie mesure l'aire comprise entre la courbe représentative de la fonction $f(x)$, l'axe des abscisses et les deux droites verticales d'équations $x = a$ et $x = b$.

Règles de base :

$$\int_a^b f(x) dx = - \int_b^a f(x) dx$$

$$\int_a^c f(x) dx = \int_a^b f(x) dx + \int_b^c f(x) dx$$

$$\int_a^b (f(x) dx + g(x) dx) = \int_a^b f(x) dx + \int_a^b g(x) dx$$

$$\int_a^b K f(x) dx = K \int_a^b f(x) dx$$

Équations différentielles

Les équations différentielles sont des équations faisant intervenir une fonction y et ses dérivées successives. L'équation $F(y, y', y'', y''', \dots, y^{(n)}) = 0$ est dite d'ordre n . Lors de l'intégration de l'équation différentielle (recherche de la fonction y), apparaissent des constantes que l'on détermine à l'aide des conditions initiales.

Équations différentielles usuelles et leurs solutions :

$$y' - K = 0 \quad y = Kx + C \quad \text{mouvement uniforme}$$

$$y'' - K = 0 \quad y = Kx^2/2 + Cx + D \quad \text{chute libre}$$

$$y' + Ky = 0 \quad y = Ce^{-Kx} \quad \text{désintégration radioactive}$$

$$y'' + Ky = 0 \quad y = C \sin \sqrt{K}x + D \cos \sqrt{K}x \quad \text{oscillateur harmonique}$$

$$y'' - Ky = 0 \quad y = Ce^{\sqrt{K}x} + D e^{-\sqrt{K}x}$$

$$y' + Ky - J = 0 \quad y = \frac{J}{K} (1 - e^{-Kx}), \text{ si } y'(0) = 0$$

16 Généralités

Grandeur physique = $\frac{\text{Valeur numérique}}{\text{par définition}} \times \text{Unité}$

exemple : **distance focale d'une lentille** = 6,73 mètre

symbole de la focale f = 6,73 m symbole de l'unité

valeur numérique

Les grandeurs physiques

incertitude

rayon de la Lune = $1738,3 \pm 1,1$ km ou

symbole $r_L = 1,7383 \times 10^6$ m

(trois) chiffres significatifs

Expressions classiques d'une grandeur physique

égal à	$=$	Alpha	α	A
différent de	$\neq$	Bêta	β	B
identique à	$\equiv$	Gamma	γ	Γ
égal par définition à	$:=$ déf.	Delta	δ	Δ
peu différent de	$\approx$	Epsilon	ϵ	E
proportionnel à	$\propto$	Dzêta	ζ	Z
tend vers	$\rightarrow$	Èta	η	H
supérieur à	$>$	Thêta	θ	Θ
inférieur à	$<$	Iota	ι	I
très grand par rapport à	$\gg$	Kappa	κ	K
très petit par rapport à	$\ll$	Lambda	λ	Λ
supérieur ou égal à	$\geq$	Mu	μ	M
inférieur ou égal à	$\leq$	Nu	ν	N
plus ou moins	$\pm$	Xi	ξ	Ξ
valeur absolue de a	$ a $	Omicron	$\omicron$	O
valeur moyenne de a	$\bar{a}$	Pi	π	Π
ou $\langle a \rangle$		Rhô	ρ	P
infini	∞	Sigma	σ, ς	Σ
somme	Σ	Tau	τ	T
produit	Π	Upsilon	υ	Υ
		Phi	ϕ	Φ
		Khi	χ	X
		Psi	ψ	Ψ
		Oméga	ω	Ω

Principaux symboles mathématiques

Alphabet grec

valeurs numériques	puissances de dix	préfixes	symboles
1 000 000 000 000 000 000	10^{18}	Exa	E
1 000 000 000 000 000	10^{15}	Peta	P
1 000 000 000 000	10^{12}	Téra	T
1 000 000 000	10^9	Giga	G
1 000 000	10^6	Méga	M
1 000	10^3	Kilo	k
100	10^2	Hecto	h
10	10^1	Déca	da
0,1	10^{-1}	Déci	d
0,01	10^{-2}	Centi	c
0,001	10^{-3}	Milli	m
0,000 001	10^{-6}	Micro	μ
0,000 000 001	10^{-9}	Nano	n
0,000 000 000 001	10^{-12}	Pico	p
0,000 000 000 000 001	10^{-15}	Femto	f
0,000 000 000 000 000 001	10^{-18}	Atto	a

Notations complémentaires internationales pour les unités

Grandeurs physiques, unités S.I. et symboles 1 17

Les grandeurs physiques sont, en règle générale, le résultat d'une mesure ou d'un calcul. Elles sont données sous forme d'un produit constitué d'une **valeur numérique** et d'une **unité** (le signe de multiplication n'est pas écrit) :

Grandeur physique = valeur numérique $\times$ unité
Par ex. :

longueur d'une poutre = 17,3 mètres
temps écoulé entre deux événements
= 123,0 secondes

Écriture : Les grandeurs physiques sont représentées par une lettre, fréquemment écrite en italique.

Par ex. : l, W, λ, α, I .

Si la grandeur physique est un vecteur, c.-à-d. une grandeur orientée, la lettre doit être soit écrite en italique gras, soit surmontée d'une flèche.

Par ex. :

$\vec{V}$ ou $\vec{V}$ pour vecteur-vitesse,
 $\vec{a}$ ou $\vec{a}$ pour vecteur-accélération

(Attention, les vecteurs sont parfois écrits dans les tableaux en lettres droites et en semi-gras.)

La multiplication de deux grandeurs physiques a et b s'écrit :

ab ou $a \cdot b$

La division s'écrit :

$\frac{a}{b}$ ou a/b ou $a \cdot b^{-1}$

Les **chiffres** sont en écriture droite, avec une virgule (,) — ou un point (.) dans les pays anglosaxons — sur la ligne dans le cas d'un nombre décimal.

Le signe de *multiplication* entre deux chiffres est soit une croix ($\times$) soit un point ($\cdot$) à mi-hauteur.

Par ex. : $3,24 \times 8,0$ ou $3,24 \cdot 8,0$

Le signe de la *division* est soit un trait horizontal ($-$) soit un trait oblique ($/$), ou alors la division est écrite comme étant le produit du numérateur par le dénominateur à la puissance -1 .

Par ex. : $\frac{2}{3}$ ou $2/3$ ou $2 \cdot 3^{-1}$

Les très grandes et les très petites valeurs sont souvent écrites à l'aide des puissances de dix. On utilise en général la *notation scientifique* : le nombre est écrit sous forme d'un produit d'un nombre décimal avec un seul chiffre (de 1 à 9) avant la virgule, par la puissance de 10 adéquate.

Par ex. : $1,26 \times 10^8$ pour 126 000 000

Les **chiffres significatifs** indiquent implicitement la précision de la grandeur chiffrée.

Par ex. : 2,997 924 en possède 7 ; 2,997 en possède 4.

Quand on exprime un résultat avec un nombre de chiffres significatifs limité, on arrondit le dernier chiffre (par défaut pour un chiffre compris entre 0 et 4, par excès pour un chiffre compris entre 5 et 9).

Les **unités** pour les grandeurs physiques sont fixées par le *Système International d'unités* (S.I.). Ce système est fondé sur sept grandeurs fondamentales qui définissent les unités de base. Les symboles des unités sont en écriture droite, n'ont pas de pluriel et ne sont pas suivis de point d'abréviation. Ce sont souvent des lettres minuscules, les majuscules étant réservées aux noms d'unités provenant d'un nom de personne.

<i>grandeur fondam.</i>	<i>symbole</i>	<i>unité</i>	<i>symbole fondam.</i>
longueur	l	mètre	m
masse	m	kilogramme	kg
temps	t	seconde	s
intensité du courant	I	ampère	A
température absolue (thermodyn.)	T	kelvin	K
intensité lumineuse	I	candela	cd
quantité de matière	n	mole	mol

On remarque qu'on écrit m, mol, kg, s mais A, K, qui proviennent de ANDRÉ-MARIE AMPÈRE et de LORD KELVIN.

Certains pays, comme les États-Unis ou la Grande-Bretagne, utilisent encore simultanément leurs systèmes traditionnels. Le **système CGS**, longtemps utilisé en France, a pour unités fondamentales le centimètre (cm), le gramme (g) et la seconde (s) avec $1 \text{ cm} = 0,01 \text{ m}$, $1 \text{ g} = 0,001 \text{ kg}$.

18 Généralités

x, y, z	coordonnées de position
$\mathbf{r}$	vecteur position
L	longueur
l	largeur
h	hauteur
r	rayon
e	épaisseur
d	diamètre
L, s	longueur curviligne
A, S	aire (surface)
V	volume
$\alpha, \beta, \gamma, \phi$	angle plan
ω, Ω	angle solide
λ	longueur d'onde
t	temps
T	période
ν, f	fréquence
τ	constante de temps
u, v	vitesse
a	accélération
g	accélération de la pesanteur

m	masse
ρ	masse volumique
$\mathbf{p}$	quantité de mouvement
L, σ	moment cinétique
I, J	moments d'inertie
F	force
$\mathbf{M}$	moment d'une force
P	poids
p	pression
E	module d'élasticité
K	module de compressibilité
γ, σ	tension superficielle
E, W	énergie
E_p	énergie potentielle
E_c	énergie cinétique
W	travail
P	puissance
η	rendement

Mécanique

q	charge
V	potentiel
U	tension ou ddp
E	force électromotrice
E	champ électrique
C	capacité
ϵ_r	permittivité relative du diélectrique
$\mathbf{p}$	moment dipolaire
I	intensité
$\mathbf{B}$	champ magnétique
Φ	flux magnétique
μ	perméabilité
$\mathbf{M}$	vecteur aimantation
R	résistance
G	conductance
γ, σ	conductibilité
M_{12}	coefficient d'induction mutuelle
ϕ	déphasage
P	puissance

Électricité et Magnétisme

Espace et temps

c	vitesse du son
C_0	vitesse de groupe
P	flux d'énergie acoustique
ρ	coefficient de réflexion sonore
L_N	niveau d'isotonie

Acoustique

N	nombre de molécules
m	masse moléculaire
l	libre parcours moyen
p	quantité de mouvement généralisée
T	température thermodynamique ou absolue
D	coefficient de diffusion
θ	température caractéristique
θ_D	température de Debye

Physique moléculaire

n	quantité de matière
m	molarité d'une solution
π	pression osmotique
A	affinité
K	constante d'équilibre

Chimie physique

A	nombre de masse
Z	numéro atomique ou nombre de charge
N	nombre de neutrons
e	charge élémentaire
m, m_e	masse de l'électron
m_p	masse du proton
m_n	masse du neutron
m_a	masse de l'atome

Physique atomique et nucléaire

t	température Celsius
T	température absolue ou thermodynamique
S	entropie
U	énergie interne
F	énergie libre
H	enthalpie
G	enthalpie libre
χ	coefficient de compressibilité
α	coefficient de dilatation linéaire
λ	coefficient de conductivité thermique
c_p, c_v	chaleurs massiques
C_p, C_v	capacités calorifiques molaires
Φ	flux de chaleur

Thermodynamique

Q, W	énergie rayonnée
I	intensité du rayonnement
E	intensité d'irradiation
Q	quantité de lumière
Φ	flux lumineux
I	intensité lumineuse
E	intensité d'éclairement
L	luminance
α	taux d'absorption
ρ	taux de réflexion
c	vitesse (ou célérité) de la lumière dans le vide
n	indice de réfraction

Rayonnement et Lumière

Symboles des principales grandeurs physiques

Le nombre de grandeurs fondamentales pour un système est en principe quelconque. Le temps étant une grandeur mesurable avec une très grande précision, il est possible de concevoir qu'un système d'unités soit fondé sur cette seule grandeur fondamentale dans l'avenir.

Unités de base S.I.

(1) Le mètre

1 mètre est le trajet parcouru par la lumière en $1/299\,792\,458$ seconde.

(2) Le kilogramme

Masses du prototype international, cylindre en platine iridié du Pavillon de Breteuil à Sèvres.

(3) La seconde

1 seconde est la durée de $9\,192\,631\,770$ périodes de la radiation correspondant à une transition entre deux niveaux d'énergie de l'atome de césium 133 dans son état fondamental.

(4) L'ampère

1 ampère est l'intensité du courant constant qui, parcourant deux conducteurs parallèles rectilignes, de longueur infinie, distants de 1m, placés dans le vide, crée une force de $2 \cdot 10^{-7}$ newton (N) entre les deux conducteurs, par mètre de conducteur.

(Le newton est une unité dérivée. Voir ci-dessous.)

(5) Le kelvin

1 kelvin est la $273,16^{\circ}$ partie de la température absolue (température thermodynamique) du point triple de l'eau pure.

Les intervalles ou les variations de température s'expriment en kelvin (K) ; on utilise aussi la température Celsius (unité $^{\circ}\text{C}$), notée t au lieu de T pour la température absolue. On a par définition :

$$T(\text{K}) = t(^{\circ}\text{C}) + 273,15$$

Ainsi, $t = 0^{\circ}\text{C}$ correspond à $T = 273,15\text{ K}$,

et $T = 0\text{ K}$ à $t = -273,15^{\circ}\text{C}$.

Puisqu'un degré Celsius vaut un kelvin, les différences de température s'expriment indifféremment en K ou en $^{\circ}\text{C}$.

(6) La candela

1 candela est l'intensité lumineuse correspondant à une puissance énergétique de $1/683$ watt par stéradian pour un rayonnement de fréquence $5,40 \cdot 10^{14}$ Hz.

(Le watt et le hertz sont des unités dérivées. Voir ci-dessous.)

(7) La mole

1 mole est la quantité de matière d'un système contenant autant d'entités élémentaires qu'il y a d'atomes dans $0,012\text{ kg}$ de carbone 12.

Lorsqu'on emploie la mole, les entités élémentaires doivent être spécifiées. Ces entités élé-

mentaires peuvent être des atomes, des molécules, des ions, d'autres particules ou des « groupements spécifiques » de telles particules. Rappelons que l'expression carbone 12 désigne le nucléide $^{12}_6\text{C}$.

Les **unités dérivées S.I.** permettent d'exprimer les **grandeurs dérivées**. Elles ont leur propre nom et leur propre symbole.

Par ex. : la force s'exprime en newton (N), la pression s'exprime en pascal (Pa).

$$1\text{ N} = 1\text{ kg} \cdot \text{m}^{-2}$$

$$1\text{ Pa} = 1\text{ N/m}^2 = 1\text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$$

Les unités S.I. forment un système d'unités cohérent : les unités dérivées peuvent s'exprimer en fonction des unités de base.

Les règles de calcul pour les unités sont les mêmes que pour les opérations mathématiques fondamentales.

La multiplication d'une unité par une autre s'écrit :

$$\text{J s ou J} \cdot \text{s} ;$$

la division s'écrit :

$$\frac{\text{m}}{\text{s}} \text{ ou m/s ou } \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$$

Il faut mettre le point de multiplication entre les symboles pour éviter toute confusion avec l'écriture des sous-multiples ou des multiples.

Par ex., ms signifie milliseconde tandis que m · s signifie mètre fois seconde.

Certaines unités n'appartenant pas au système S.I. sont très utilisées.

Par ex. : la minute (min), l'heure (h), la tonne (t), le litre (L), le bar.

D'autres unités également hors du système S.I. se rencontrent dans des domaines plus spécialisés.

Par ex. : l'électron-volt (eV, physique atomique et nucléaire), l'unité de masse atomique (u, physique nucléaire), le parsec (pc, astronomie), l'hectare (ha, topographie).

On utilise aussi les unités du système CGS : centimètre (cm), gramme (g), seconde (s).

20 Généralités

dénomination française	dénomination allemande	dénomination anglaise	symboles
accélération aire angle solide coefficient d'absorption linéique coefficient d'atténuation linéique	Beschleunigung Fläche Raumwinkel Absorptionskoeffizient Schwächungskoeffizient	acceleration area solid angle linear absorption coefficient linear attenuation coefficient	a A, S ω, Ω a μ
énergie énergie cinétique énergie interne énergie libre énergie potentielle énergie rayonnante enthalpie entropie	Energie kinetische Energie innere Energie freie Energie potentielle Energie Strahlungsmenge Enthalpie Entropie	energy kinetic energy internal energy internal energy Helmholtz function potential energy radiant energy enthalpy entropy	E, W E_c U F E_p Q, W H S
facteur d'absorption facteur de réflexion facteur de transmission flux d'énergie acoustique flux énergétique flux lumineux force fréquence	Absorptionsgrad Reflexionsgrad Transmissionsgrad Schalleistung Strahlungsfluss Lichtstrom Kraft Frequenz	absorptance reflectance transmittance sound energy flux radiant flux luminous flux force frequency	α ρ τ P Φ, P Φ F ν, f
hauteur indice de réfraction intensité énergétique intensité lumineuse libre parcours moyen longueur longueur d'onde luminance luminance énergétique	Höhe Brechzahl Strahlstärke Lichtstärke mittlere freie Weglänge Länge Wellenlänge Leuchtdichte Strahldichte	height refractive index radiant intensity luminous intensity mean free path length wave length luminance radiance	h n I I l l λ L L
masse masse volumique moment cinétique moment d'une force niveau d'isotonie période pression puissance	Masse Dichte Drehimpuls Drehmoment Lautstärkepegel Periodendauer Druck Leistung	mass density angular momentum moment of force loudness level period pressure power	m ρ L M L_N T p P
quantité de chaleur quantité de lumière quantité de matière quantité de mouvement rayon rendement	Wärmemenge Lichtmenge Stoffmenge Impuls Radius Wirkungsgrad	quantity of heat quantity of light amount of substance momentum radius efficiency	Q Q n p r η
température Celsius température thermodynamique temps, durée travail vecteur position viscosité vitesse de la lumière volume	Celsius-Temperatur thermodynamische Temperatur Zeit, Dauer Arbeit Ortsvektor dynamische Viskosität Lichtgeschwindigkeit Volumen	Celsius temperature thermodynamic temperature temperature time work position vector viscosity speed of light volume	t, θ T t W r η c V

Grandeurs physiques, unités S.I. et symboles III 21

Les préfixes devant les unités représentent des puissances de dix. Leurs noms, valeurs et symboles internationaux sont indiqués p.16.

Par ex. :

1 MV = 1 mégavolt = 10^6 V = 1 000 000 V

1 μ m = 1 micromètre = 10^{-6} m = 0,000 001 m

Attention, il y a une exception dans le cas de la masse où le préfixe s'utilise avec le gramme et non avec l'unité de base, le kilogramme. On écrit ainsi 1 μ g (microgramme) et non 1 nkg (nanokilogramme).

La combinaison de symboles d'unités et de signes complémentaires constitue de nouvelles unités, de nouveaux signes d'abréviation, qui peuvent éviter l'emploi de parenthèses quand il y a un exposant.

Par ex. : cm^2 signifie $\text{cm} \cdot \text{cm} = (\text{cm})^2$

= $(0,01 \text{ m})^2$ = centimètre carré

L'**équation aux dimensions** d'une grandeur physique dérivée est son expression en fonction des grandeurs fondamentales. Les abréviations pour les grandeurs fondamentales sont des lettres majuscules droites (M pour masse, L pour longueur, T pour temps, I pour intensité, etc.) ; l'équation aux dimensions s'écrit entre crochets.

Par ex. :

vitesse : $[L \cdot T^{-1}]$

pression : $[M \cdot L^{-1} \cdot T^{-2}]$

Les deux membres d'une formule ou d'une équation physiques doivent satisfaire à ces équations aux dimensions.

Par ex. :

$x = a t^2/2 + vt$

$[L] = [L \cdot T^{-2} \cdot T^2] + [L \cdot T^{-1} \cdot T]$

Lors de calculs un peu complexes, il peut être utile de vérifier la dimension du résultat. La grandeur obtenue après divers calculs pourra être exprimée avec une unité simplifiée résultant des unités de départ.

Par ex., dans quelques lois physiques, on trouve le produit de la masse volumique, qui s'exprime en kg/m^3 , par une épaisseur qui s'exprime en m. Le résultat s'exprime alors en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{m} = \text{kg}/\text{m}^2$.

Lorsque toutes les unités disparaissent après simplification, le résultat obtenu est dit **sans dimension** ; son expression se réduit alors à une valeur chiffrée.

Par ex., la densité d'une substance est le quotient de sa masse volumique par une masse volumique de référence (eau ou air selon l'état physique) : $d = \mu_2/\mu_1$ est une grandeur sans dimension.

Les **symboles des éléments chimiques** sont des lettres droites non suivies de point.

Par ex. :

H	hydrogène
Na	sodium
U	uranium
Au	or

Les principales **particules** et leurs symboles sont :

proton	p	photon	γ
neutron	n		
deuton	d	pion	
triton	t	négatif	π^-
		positif	π^+
		neutre	π^0
particule alpha	α	mésion K	
(noyau d'hélium)		négatif	K^-
		neutre	K^0
électron	e^-	neutrino	ν
(particule bêta moins, β^-)			
positron	e^+		
(particule bêta plus, β^+)			

Les **atomes** ou les noyaux atomiques (nucléides) se représentent par le symbole :

A_ZX

où X est le symbole de l'élément,

A le nombre de masse (nombre de nucléons),

Z le numéro atomique pour la classification périodique ou le nombre de charge pour le nucléide (nombre de protons du noyau, égal au nombre d'électrons de l'atome).

Les **molécules**, écrites avec les symboles des éléments, comportent en indice en bas à droite le nombre d'atomes, si celui-ci est supérieur à un.

Par ex. :

${}^{65}_{29}\text{Cu}$, atome ou nucléide cuivre

(29 protons, 65 nucléons)

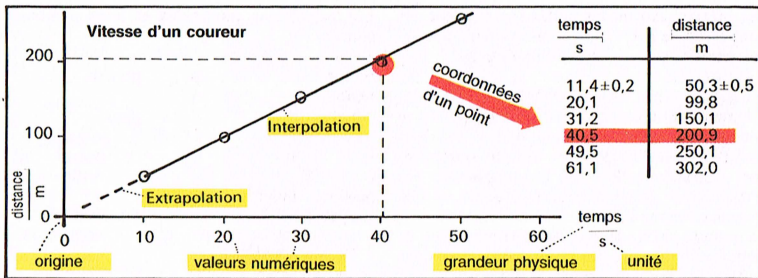
O_2 , molécule, constituée de 2 atomes d'oxygène.

Les atomes ou les molécules peuvent, à la suite d'excès ou de déficit d'électrons, se trouver chargés électriquement et sont appelés **ions**. La charge électrique est indiquée, en multiple de la charge élémentaire, en haut et à droite du symbole.

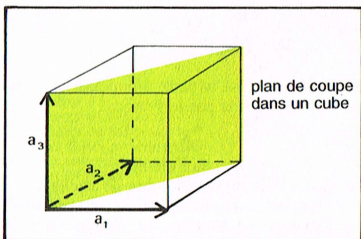
Par ex. :

${}^{40}_{20}\text{Ca}^{2+}$ ou Ca^{2+} ou Ca^{++}

22 Généralités



Représentation graphique, dans un repère cartésien plan, de deux grandeurs physiques liées



Repère cartésien dans l'espace

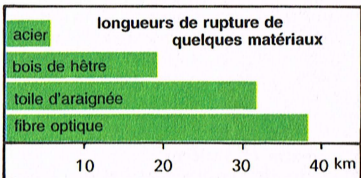
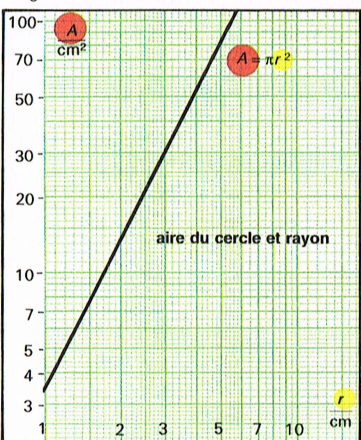
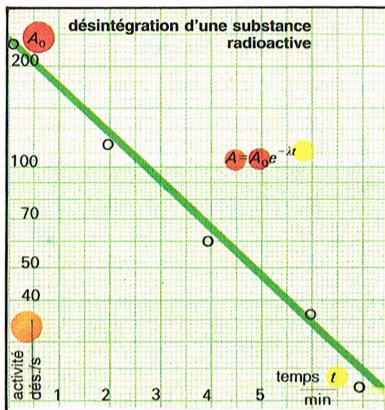


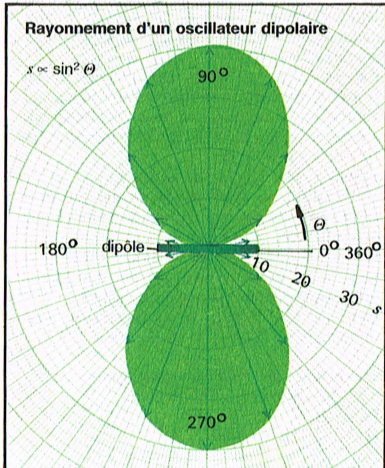
Diagramme en bâtons



Coordonnées logarithmiques



Coordonnées semi-logarithmiques



Coordonnées polaires

La relation entre deux ou, plus rarement, plusieurs grandeurs physiques est en général donnée soit par un point dans un système de coordonnées, soit par une formule. Le but de la représentation est d'analyser la relation pour tenter de dégager des corrélations et en déduire de nouvelles lois. Lorsque l'on dispose d'une série de valeurs numériques, on peut *interpoler* entre les valeurs ou *extrapoler* pour des valeurs inférieures ou supérieures à celles de la série.

Les **diagrammes**, c.-à-d. la représentation des grandeurs physiques dans un système d'axes de coordonnées, ne sont pas très précis; ils mettent cependant en évidence la relation éventuelle entre les grandeurs représentées. Lorsque l'on relie les différents points obtenus, on fait apparaître une courbe plus facile à mémoriser et qui peut se trouver être une courbe mathématique connue. L'interpolation ou l'extrapolation, alors graphiques, sont plus simples.

Pour une meilleure visualisation et une analyse plus simple, il faut adopter un système de coordonnées adapté aux lois physiques étudiées et utiliser le papier millimétré.

Systèmes de coordonnées

En général, on utilise un système à deux dimensions, car il s'agit très souvent de la relation entre deux grandeurs physiques.

Par ex., la distance parcourue et le temps, pour étudier la vitesse. Le temps t est en abscisse, la distance parcourue d est en ordonnée. Le point obtenu exprime la relation entre ces deux grandeurs.

Quelques règles permettent la bonne réalisation des diagrammes.

Le choix de l'échelle doit permettre la représentation de toutes les valeurs dont on dispose.

Les axes de coordonnées doivent être correctement et complètement dessinés, avec les noms des grandeurs physiques représentées et leurs unités.

La division des axes doit être claire de façon à permettre une lecture aisée des valeurs intermédiaires. Il peut être utile d'indiquer quelques valeurs importantes sur les axes.

Le point origine (zéro) pour chaque grandeur physique doit être indiqué si c'est possible.

Lorsque les valeurs reportées proviennent de mesures, il faut annoncer la précision.

Un choix habile du système de coordonnées permet d'obtenir une représentation graphique plus simple, comme notamment la droite. On a ainsi défini divers systèmes dont voici les plus fréquemment utilisés.

Système de coordonnées cartésien (d'après RENATUS CARTESIUS = RENÉ DESCARTES, 1596-1650). La graduation des deux axes de coordonnées est linéaire. Les deux axes sont perpendiculaires. Si la représentation graphique obtenue

en reliant les points est une droite, on peut écrire :

$$y = mx + b$$

avec

y : ordonnée (valeur sur l'axe vertical) ; x : abscisse (valeur sur l'axe horizontal) ; m : pente de la droite ; b : ordonnée à l'origine (point d'intersection de la droite avec l'axe vertical).

Système de coordonnées semi-logarithmique.

La graduation de l'un des deux axes (en général l'axe vertical) est logarithmique ; c.-à-d. que les intervalles d'une puissance de dix à l'autre sont constants. La graduation du deuxième axe (en général l'axe horizontal) est linéaire. Ce système convient lorsque l'une des deux grandeurs varie particulièrement rapidement. Si la représentation graphique obtenue en reliant les points est une droite, la relation est une fonction *exponentielle* qui s'écrit :

$$y = y_0 e^{\lambda x}$$

avec

y : valeur de la grandeur en ordonnée ; x : abscisse ; λ : pente de la droite ; y_0 : valeur correspondant au point d'intersection de la droite avec l'axe des ordonnées.

L'axe logarithmique n'a pas de point zéro.

Système de coordonnées logarithmique. Les deux axes, perpendiculaires, ont une graduation logarithmique. Si la courbe obtenue en reliant les points est une droite, la relation entre les grandeurs est une fonction puissance qui s'écrit :

$$y = y_0 x^n$$

avec

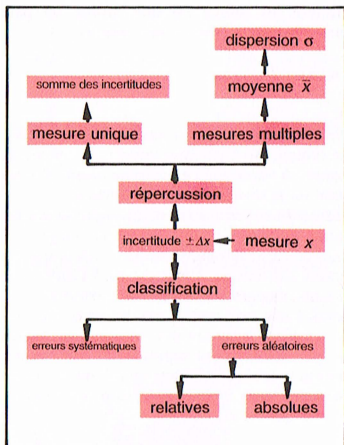
y et x : valeurs des grandeurs en ordonnée et en abscisse ; n : pente de la droite.

Système de coordonnées polaires. Le repère est un demi-axe Ox . Les coordonnées polaires d'un point M sont l'angle θ formé par le vecteur OM avec Ox , avec le sens positif conventionnel (sens inverse des aiguilles d'une montre), et la distance $\rho = OM$.

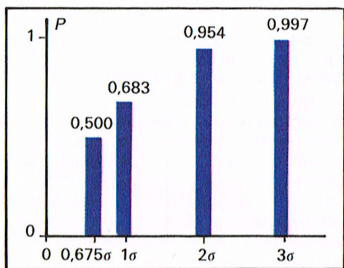
Les **systèmes à trois dimensions** sont plus rarement utilisés. Ils sont plus difficiles à représenter et à lire.

Les **diagrammes en bâtons** et les **diagrammes en bandes** sont utilisés pour la représentation à caractère discontinu d'une seule grandeur pour divers éléments.

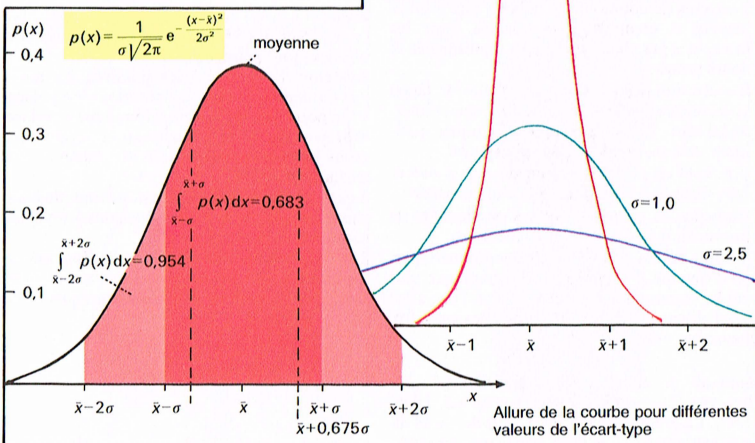
24 Généralités



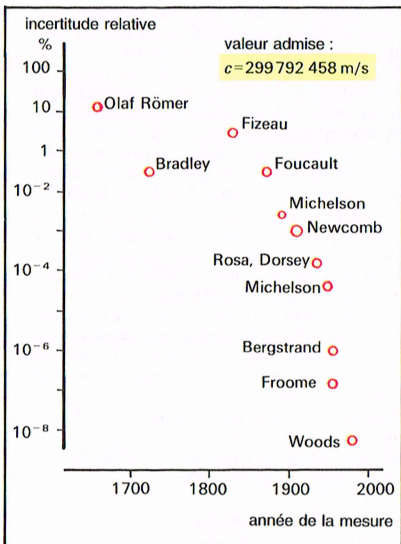
Mesures et incertitudes



Probabilité P pour différents intervalles



Courbe de répartition ou courbe de Gauss



Mesure de la vitesse de la lumière

La **mesure** d'une grandeur physique se fait par comparaison avec un étalon préalablement défini. Lorsque la comparaison directe est impossible ou trop difficile pour des raisons pratiques, la mesure est indirecte : la grandeur est déterminée à partir d'une autre grandeur directement mesurable.

Par ex. : la grandeur physique température est mesurée indirectement à partir de la dilatation du mercure. Le coefficient de dilatation du mercure étant connu, la température peut être calculée à partir de la variation de longueur de la colonne de mercure.

Toute mesure d'une grandeur physique est inévitablement entachée d'une incertitude.

Erreurs et incertitudes

Il ne s'agit pas de fautes ou de méprises, mais d'erreurs *inévitables* imputables à la méthode. L'erreur est la différence entre la valeur vraie d'une grandeur et la valeur qui résulte d'une mesure de cette grandeur. Chaque valeur *doit* être donnée avec l'indication de la précision de sa connaissance.

On distingue deux grandes classes d'erreurs : les *erreurs systématiques* et les *erreurs aléatoires* (dites encore *accidentelles* ou *fortuites*).

Les **erreurs systématiques** subsistent à peu près inchangées dans une succession de mesures car elles sont dues à l'influence de phénomènes pas faciles à recenser.

Par ex. : la pesée avec une balance dont les bras de fléau ne sont pas de même longueur. Une méthode simple pour identifier et éviter ces erreurs est le « retournement ».

Par ex. : mesure de la résistance d'un conducteur effectuée avec le courant dans un sens, puis en sens inverse.

Les **erreurs aléatoires** varient de manière imprévisible lors de la répétition des mesures. Elles sont justiciables des théories statistiques. On les réduit en répétant les mesures dont on calcule une *moyenne*. Lors de ce calcul, il convient d'écarter les valeurs très différentes des valeurs obtenues en général (valeurs *aberrantes*).

Par ex. : évaluation d'une distance entre deux points, mesure de l'activité d'une source radioactive.

L'**incertitude absolue** est la valeur absolue de la différence la plus grande entre l'une des valeurs trouvées et leur moyenne.

Par ex. : $1 = 5,38 \pm 0,05$ m ou $5,33 \text{ m} \leq l \leq 5,43 \text{ m}$, pour une incertitude absolue de 0,05 m.

L'**incertitude relative** (ou taux d'incertitude) est le rapport de l'incertitude absolue à la grandeur mesurée. Elle s'exprime souvent en %.

Par ex. : $0,05/5,38 = 9,3 \cdot 10^{-3}$ ou 0,9 %

Les **chiffres significatifs** indiquent implicitement la précision des mesures (voir p. 17).

Par convention, le dernier chiffre indiqué est connu à 0,5 près.

Par ex., si la valeur numérique indiquée est 3,0, la valeur exacte est comprise entre 2,95 et 3,05 ; si la valeur indiquée est 3,00, la valeur exacte est comprise entre 2,995 et 3,005.

Il faut tenir compte de la précision des données pour évaluer la précision du résultat.

Somme-Différence. L'incertitude absolue du résultat est égale à la somme des incertitudes absolues des données.

Par ex., si on note Δx l'incertitude absolue sur la grandeur x ,

pour $y = x_1 + x_2 - x_3$, on a :

$$\Delta y = \Delta x_1 + \Delta x_2 + \Delta x_3$$

Produit-Quotient. L'incertitude relative du résultat est égale à la somme des incertitudes relatives des données.

Par ex., pour $y = x_1 \cdot x_2/x_3$, on a :

$$\Delta y/y = \Delta x_1/x_1 + \Delta x_2/x_2 + \Delta x_3/x_3$$

Puissance. L'incertitude absolue ou relative du résultat est égale au produit de cette même incertitude de la donnée par l'exposant.

Par ex., pour $y = x^n$

$$\Delta y = n \cdot \Delta x \text{ et } \Delta y/y = n \cdot \Delta x/x$$

Moyenne d'une grandeur x (notée $\bar{x}$). Lorsque, pour une grandeur, on effectue une série de mesures indépendantes, l'incertitude sur la moyenne est plus faible que sur une seule mesure. Plus le nombre de mesures est grand, plus l'incertitude est faible. Il s'agit évidemment des erreurs aléatoires. Pour n valeurs x_i , la moyenne est définie par :

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$$

Représentation graphique (courbe de réparation). On porte les valeurs des mesures en abscisse et, en ordonnée, le nombre de fois que ces valeurs sont trouvées. La courbe très souvent obtenue en reliant les points est appelée *courbe en cloche de Gauss* (d'après CARL FRIEDRICH GAUSS, 1777-1855). La loi est dite *normale* ou « loi du hasard », et la fonction représentée indique la *densité de probabilité*.

Dispersion, écart-type (noté σ). L'écart-type est une grandeur caractérisant la dispersion autour de la moyenne.

Ainsi, la probabilité de trouver une valeur appartenant à l'intervalle

$$(\bar{x} - \sigma, \bar{x} + \sigma)$$

lors d'une nouvelle mesure, est de 0,683 ; ce qui signifie que, sur un assez grand nombre de mesures, deux sur trois seront dans cet intervalle.

Si l'intervalle choisi est

$$(\bar{x} - 2\sigma, \bar{x} + 2\sigma)$$

la probabilité devient égale à 0,954.

26 Mécanique

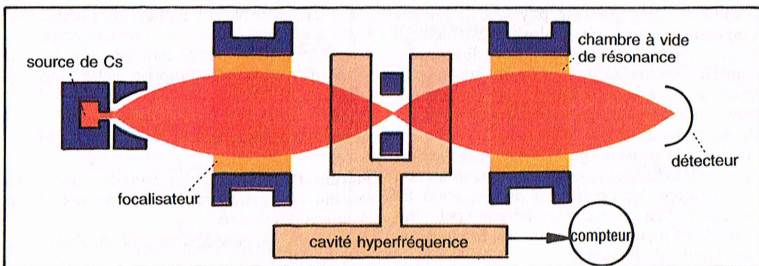
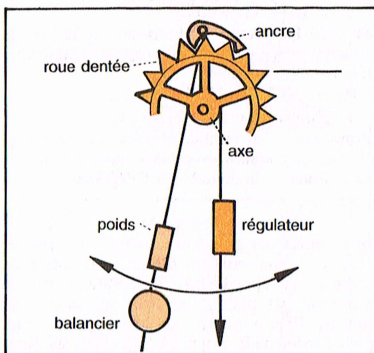
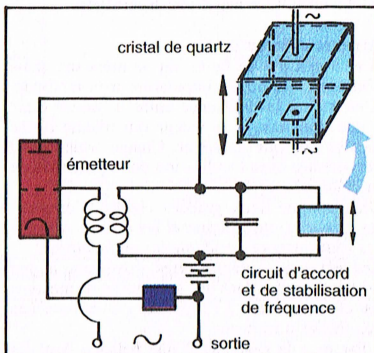


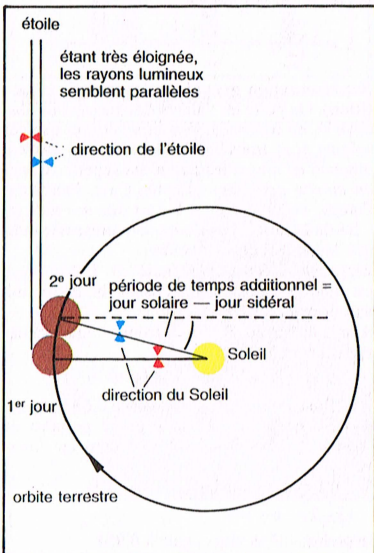
Schéma d'une horloge atomique à césium



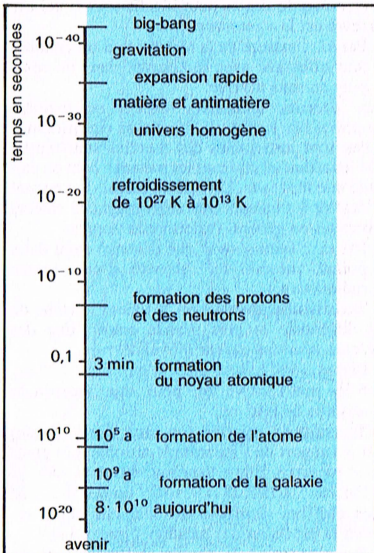
Pièces et principe d'une horloge



Principe de l'horloge à quartz



Mesure céleste



Chronologie dans le modèle cosmologique moderne

Le **temps** (symbole t) mesuré en seconde (s) dans le système international S.I. est l'une des grandeurs de base de la physique.

Il faudrait, au sens strict, distinguer le temps, définissant la date d'un événement, de la durée, intervalle de temps entre deux événements. Date et durée ont cependant la même unité.

Définition :

La seconde est égale à 9 192 631 770 périodes de la radiation électromagnétique correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium 133.

Cet étalon du temps permet d'avoir une erreur de 1 seconde en 100 000 ans. Le nombre de variations a été choisi de telle sorte que la nouvelle définition (1968) s'accorde avec l'ancienne qui reposait sur la rotation apparente du Soleil par rapport à la Terre (1 s = 1/86 400 du jour solaire moyen).

Autres unités :

1 année (a) = 365,24 jours (d) = 8 765,8 heures.

1 jour (d) = 24 heures (h) = 1 440 minutes (min).

1 d = 86 400 s.

1 a = 3,155 692 597 47 $\times 10^7$ s.

Le **temps élémentaire** est le temps que mettrait la lumière pour parcourir le diamètre d'un nucléon, soit environ 10^{-24} s.

La **mesure du temps** s'effectue avec des *horloges*. Les plus anciens instruments de mesure sont les horloges solaires, les horloges à eau ou à sable. Les *horloges à balancier*, découvertes en 1657 par CHRISTIAAN HUYGENS (1629-1695), ont pour principe la marche d'un rouage entraîné par les oscillations d'un balancier. L'erreur absolue des horloges à balancier modernes est d'environ 3 s/an.

Les *horloges à quartz* utilisent les propriétés piézo-électriques du quartz. Il apparaît une tension électrique dans un cristal soumis à des contraintes mécaniques. Cette compression engendre une polarisation du cristal de quartz et produit des signaux électriques à des intervalles de temps très précis. Le cristal est dans ce cas un résonateur mécanique ayant une pulsation propre définie. L'erreur absolue est d'environ 0,001 s/an. Sur des périodes très longues, la fréquence n'est cependant pas constante.

Les *horloges atomiques* mesurent le temps avec une plus grande précision ; elles comptent les oscillations propres et pratiquement invariables des molécules.

L'*horloge atomique à jet de césium* a été choisie comme étalon. Dans une enceinte à vide poussé, des atomes Cs issus d'un four passent dans l'entrefer d'aimants à champ magnétique non uniforme où ils subissent un triage selon leur niveau d'énergie. Ceux qui sont riches en énergie parviennent dans une cavité hyperfréquence. Celle-ci anime les atomes Cs d'oscillations propres de fréquences stables. Ces oscillations de hautes fréquences sont

ensuite démultipliées et finalement comptées. La précision de ces horloges permet d'étudier les effets de la relativité restreinte sur le temps. L'erreur absolue de ces horloges est de l'ordre de 1 s en 300 000 ans.

Radiodation. Le nombre de nucléides radioactifs (par ex. : ^{14}C ou ^{238}U) diminue constamment au cours du temps par désintégration radioactive. En connaissant le nombre initial n_0 de nucléides radioactifs à l'instant initial t_0 , la valeur de la constante radioactive λ du nucléide et le nombre n de nucléides présents à l'instant t , on peut déterminer cet instant grâce à la relation :

$$n = n_0 \cdot e^{-\lambda t}$$

Horloges à carbone radioactif. Elles reposent sur la désintégration radioactive du ^{14}C . Le domaine de mesure est compris entre 100 a et 500 000 a.

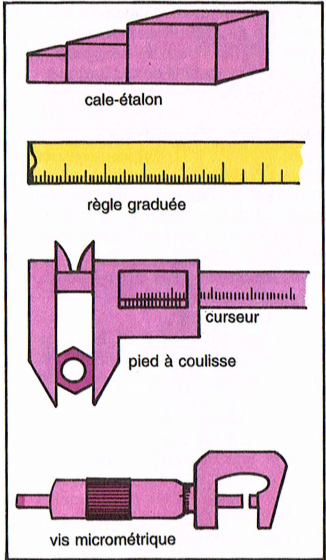
Principe : les plantes absorbent du CO_2 provenant de l'air par leurs feuilles et incorporent le carbone dans leur structure. Le rapport naturel $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ est constant dans l'air et dans les tissus de la plante vivante. Si la plante meurt, elle n'absorbe plus de CO_2 et la quantité de ^{14}C décroît exponentiellement au cours du temps par désintégration radioactive β^- . On détermine l'âge du tissu en mesurant son activité en carbone ^{14}C restant.

Horloges à uranium. L'atome ^{238}U ne se désintègre que très lentement et permet ainsi des mesures de corps très anciens (par ex. : des roches de 3 milliards d'années) avec une incertitude de 0,1 %.

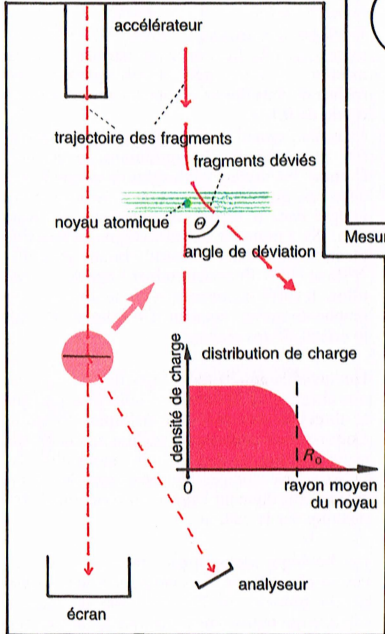
Principe : quand le magma granitique se solidifie, des cristaux de zirconium se forment. Comme les rayons atomiques de Zr et U sont de même grandeur, l'uranium présent se trouve intégré dans le cristal de zirconium en formation. Si l'uranium se désintègre radioactivement, il reste dans le cristal comme produits : ^{206}Pb et ^{207}Pb . Pour déterminer l'âge de l'échantillon, il suffit de mesurer à l'aide d'un spectrographe de masse, la quantité de U et de Pb dans le cristal de zirconium.

Horloges magnétiques. Lors de la solidification du magma liquide, les molécules prennent la direction des pôles magnétiques terrestres. Comme ceux-ci changent régulièrement de sens et de position, la direction des molécules cristallisées est comparable aux aiguilles d'une montre qui donnent l'heure en fonction de leur position sur le cadran.

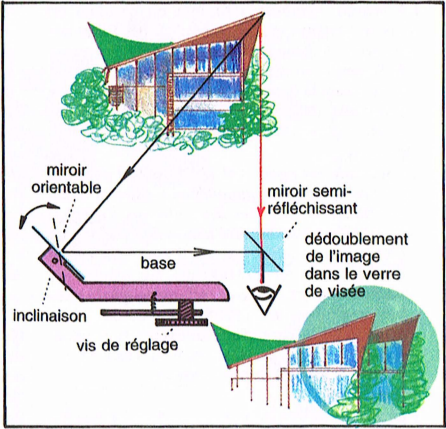
Les **horloges biologiques** reposent sur des processus périodiques de la nature. Par ex. : la dendrochronologie est une méthode de datation relative qui repose sur le fait que les arbres augmentent chaque année leur circonférence d'un anneau de croissance.



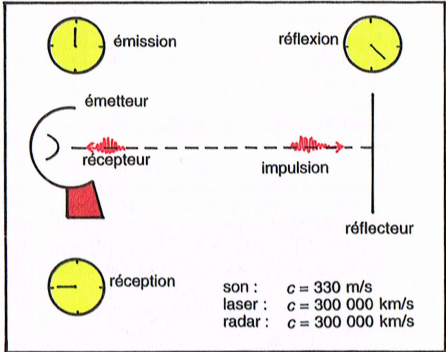
Mesures directes de longueur



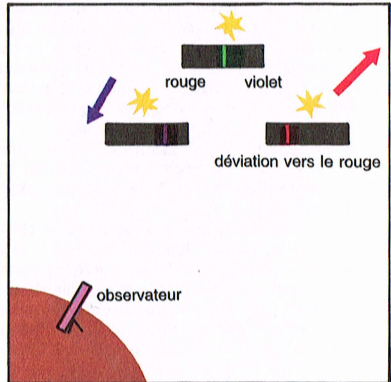
Déviation élastique des charges dans un atome



Triangulation



Mesure de temps



Déviation vers le rouge (effet Doppler)

La **longueur** (symbole l) mesurée en mètre (m) dans le système international S.I. est l'une des grandeurs de base de la physique.

En 1791, une commission française fit le premier pas vers un système de mesure unifié. Elle définit le **mètre** comme la 40 millionième partie du méridien terrestre passant par Paris. Tous les pays qui s'accordèrent sur cette convention reçurent une copie très précise du mètre étalon en platine iridié que l'on conserve à Sèvres.

La plus récente définition (octobre 1983) se rapporte à la vitesse de la lumière : *le mètre est la longueur parcourue par la lumière en 1/299 792 458 de seconde.*

Entre 1960 et 1983, la définition suivante était utilisée : le mètre est égal à 1 650 763,73 longueurs d'onde dans le vide de la raie orange correspondant à la transition du krypton 86 entre les niveaux d'énergie $2p_{10}$ et $5d_5$.

L'unité **Ångström** est parfois encore utilisée.

$$1 \text{ Å} = 1 \times 10^{-10} \text{ m}$$

En astronomie, on utilise encore :

L'**unité astronomique** (symbole U.A.). Distance moyenne de la Terre au Soleil.

$$1 \text{ U.A.} = 1,495\,978\,71 \times 10^{11} \text{ m}$$

Le **parsec** (symbole pc). Distance à laquelle l'unité astronomique est vue sous un angle d'une seconde.

$$1 \text{ pc} = 3,085\,068 \times 10^{16} \text{ m} = 2,062\,648 \times 10^5 \text{ U.A.}$$

L'**année-lumière** (symbole a.l.). Distance parcourue par un faisceau lumineux se propageant dans le vide en ligne droite pendant une durée d'un an.

$$1 \text{ a.l.} = 9,460\,9 \times 10^{15} \text{ m}$$

$$1 \text{ a.l.} = 0,306\,6 \text{ pc}$$

$$1 \text{ a.l.} = 63\,242 \text{ U.A.}$$

Le mètre est employé dans le monde entier, mais d'autres unités sont utilisées notamment dans les pays de langue anglaise.

mille terrestre	m ou mile	1 609,344 m
mille marin britannique		1 853 m
mille marin international		1 852 m
yard	yd	0,914 4 m
piéd (foot)	ft	0,304 8 m
pouce (inch)	in	0,025 4 m
Unité X	UX	$1,002\,02 \times 10^{-13} \text{ m}$
(unité utilisée dans l'étude des rayons X)		

La **longueur élémentaire** est la plus petite longueur en dessous de laquelle l'idée de longueur n'a pas de sens. Son ordre de grandeur serait de 10^{-15} m . Mais de nouvelles recherches sur la structure fine des particules élémentaires semblent contredire ce résultat.

Méthodes de mesure des longueurs

Les **méthodes de mesure directes** reposent sur la comparaison directe de l'objet à mesurer avec une règle graduée étalonnée (par ex. : une règle ou un ruban). La longueur est alors le nombre de subdivisions entre les deux extrémités de l'objet. Le domaine mesurable s'étend de 0,01 m à 10^3 m . L'erreur de mesure est égale au plus petit écart entre deux subdivisions.

Les **cales-étalons** sont des pièces de métal de forme parallélépipédique dont les mesures sont données au micromètre près. Elles s'ajoutent les unes aux autres pour former de nouveaux instruments de mesure de même précision.

Les **calibres à coulisses** et les **vis micrométriques** enserrant l'objet entre deux parties mobiles. Le chiffre est lu sur une échelle graduée ou sur un écran numérique. Le champ de mesure est de 10^{-5} m à 1 m avec une erreur relative d'environ 0,01 %.

Le **vernier** (inventé en 1631 par PIERRE VERNIER), est une règle graduée en millimètres devant laquelle se déplace un curseur dont on peut lire la position à 1/10 près. Pour effectuer la mesure, on détermine le trait du curseur qui concorde avec un trait de la règle. On ajoute la valeur lue (en $n/10 \text{ mm}$) à celle mesurée sur la règle.

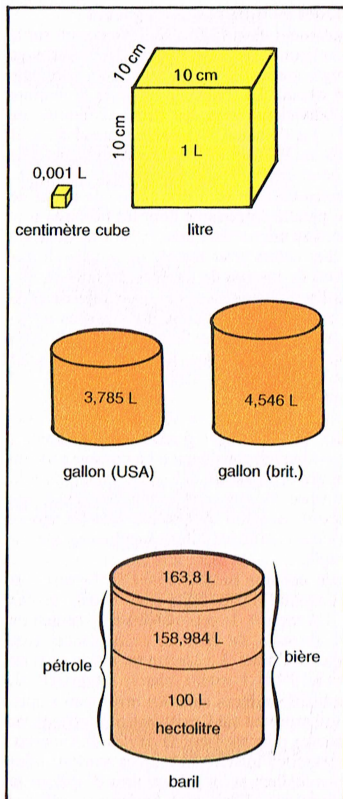
Les **microscopes palpeurs** avec un agrandissement étalonné ont une règle graduée dans le plan focal. On mesure de petits objets en amenant un repère (croisée de fils) en coïncidence avec l'image de l'objet. Le champ de mesure est de 10^{-3} m à 10^{-6} m . L'erreur relative est de 0,01 %. Les **interféromètres** sont des instruments optiques qui reposent sur l'existence d'interférences lumineuses pour mesurer de petites dimensions. Les méthodes interférométriques sont utilisées dans les ateliers et les laboratoires d'optique et de mécanique. Elles sont également utilisées pour mesurer les mouvements de haute précision. Par ex. : l'interféromètre de MICHELSON. L'erreur relative est environ de 0,001 %.

Les **méthodes indirectes de mesure** de longueur sont utilisées surtout pour de très grandes dimensions ou lorsque l'objet est très éloigné ou inaccessible.

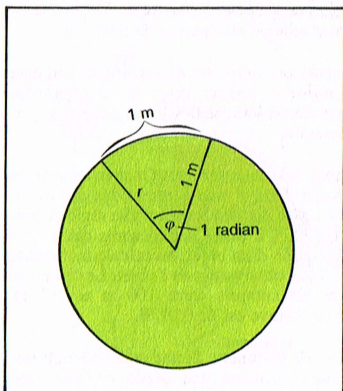
Méthode trigonométrique. On mesure avec un théodolite l'angle que forment les lignes de visée à l'aide des extrémités d'une règle étalonnée. De plus, à partir des mesures des angles d'observation d'un objet, on calcule la distance qui sépare l'observateur de l'objet. Le champ de mesure est compris entre 100 m et 10^5 m . L'erreur relative est de 0,01 %.

Mesure de distances. Si une onde parcourt une longueur l pendant une durée Δt , avec une vitesse de propagation c connue, on détermine la longueur l par la relation $l = c \times \Delta t$.

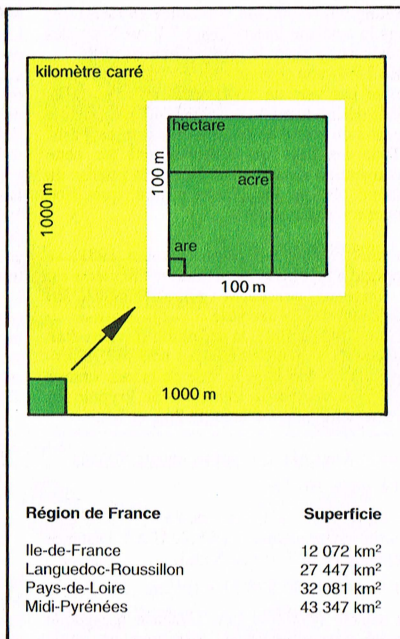
30 Mécanique



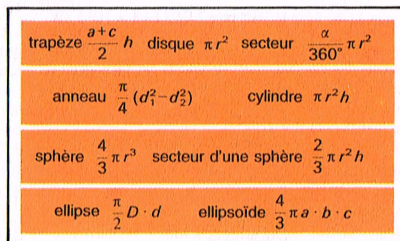
Comparaison entre mesures de volume



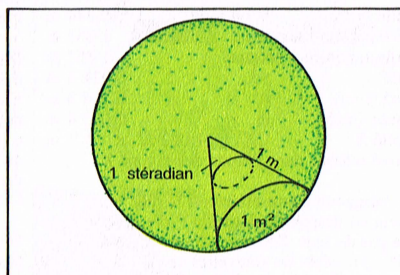
Angle dans un plan. Définition d'un radian



Comparaison entre mesures de superficie



Formules usuelles d'aires et de volumes



Angle dans l'espace. Définition d'un stéradian

En pratique, une très brève impulsion de l'onde est émise et l'on mesure le temps nécessaire pour parcourir la distance émetteur-objet-émetteur.

Par ex. un sonar, placé au fond d'un bateau, envoie vers le bas une brève impulsion. Celle-ci est réfléchiée par le fond de la mer puis recaptée sur le bateau par le même instrument. La vitesse du son dans l'eau étant connue, on détermine la profondeur d'après la durée entre l'émission et la réception. (La fréquence des ultrasons émis est comprise entre 50 kHz et 200 kHz.)

Certains animaux comme la chauve-souris se repèrent en émettant des ultrasons vers des obstacles et en recevant leurs échos. L'analyse de ces échos permet à l'animal de « visualiser » son environnement et d'évoluer avec précision.

Les appareils de mesure à ondes radio et les appareils à laser, destinés à mesurer les distances, fonctionnent selon le même principe. La distance Terre-Lune fut ainsi déterminée à $\pm 0,015$ m ! Le domaine de mesure s'étend du mètre à 10^8 m avec une erreur relative de 0,001 % (en moyenne).

L'astrophysique moderne permet de déterminer le diamètre d'un *pulsar*. Ces corps célestes, découverts à Cambridge en 1967, envoient à intervalles réguliers des signaux électromagnétiques extrêmement brefs. La durée du signal émis est de l'ordre de 100 microsecondes. La brièveté des impulsions impose que la dimension du pulsar soit très petite. En effet, le diamètre du pulsar ne peut-être plus grand que la distance parcourue par le signal pendant la durée de l'impulsion. Pour une durée de 100 microsecondes, le diamètre vaut environ $3 \times 10^8 \times 10^{-4}$ m = 3×10^4 m = 30 km.

Intensité lumineuse. Si l'on connaît l'intensité absolue I_0 d'une source lumineuse éloignée, on peut calculer l'éloignement l de cette source à partir de l'intensité I de la lumière que l'on a mesurée, grâce à la relation $I = I_0/l^2$.

Par ex. : l'intensité lumineuse absolue d'étoiles variables du type δ -Cephei est déduite théoriquement de la période des variations lumineuses observées. On peut alors calculer la distance nous séparant de ces étoiles, à partir de l'intensité relative mesurée. On parvient à déterminer des éloignements de 10^6 a.l.

Effet Doppler-Fizeau. Il s'agit de la modification apparente de la fréquence d'un signal due au mouvement relatif de la source et de l'observateur. De cette différence de fréquences, on mesure la vitesse relative de la source par rapport à l'observateur. On peut calculer, à partir du *déplacement vers le rouge* des longueurs d'onde de la lumière émise par une étoile s'éloignant de nous, la distance de l'étoile à la Terre. Les distances mesurées peuvent aller jusqu'à 10^9 a.l.

Il n'a pas été mis en évidence de déplacement vers le violet pour les systèmes extragalactiques, mais seulement un déplacement vers le rouge. Ce résultat constitue un argument en faveur de l'« expansion de l'univers ». L'effet Doppler-Fizeau est également utilisé pour la mesure des vitesses.

Par ex. : contrôles radar sur les routes.

Aires et volumes

Des objets bi- ou tridimensionnels sont mesurés en règle générale point par point. On détermine les aires et les volumes à l'aide de la géométrie analytique, d'après les écarts entre ces points de mesure. L'unité d'aire (signe A ou S) est le mètre carré (m²).

1 mètre carré (m²) = 1 m $\times$ 1 m

1 m² = 10 000 centimètres carrés (cm²)

En physique atomique et nucléaire, on utilise encore une unité particulière :

1 barn (symbole b) = 10^{-28} m² = 10^{-24} cm²

L'unité de **volume** (symbole V) est le mètre cube (m³).

1 mètre cube (m³) = 1 m $\times$ 1 m $\times$ 1 m

1 m³ = 1 000 000 centimètres cubes (cm³)

Autres unités d'aire :

kilomètre carré	km ²	1 $\times$ 10 ⁶ m ²
hectare	ha	10 000 m ²
are	a	100 m ²
piéd carré	sq.ft	0,092 90 m ²
pouce carré	sq.in	6,45 cm ²

Autres unités de volume :

baril (pétrole)	bbl	0,158 984 m ³
hectolitre	hl	0,100 0 m ³
gallon (britannique)	gal	4 546 cm ³
gallon (USA)	gal	3 785 cm ³
litre	L	1 000 cm ³
quart (britannique)	qt	1 136 cm ³
quart (USA)	qt	946 cm ³

Angles

Les angles plans (symbole α , β , γ , θ ou φ) sont, en physique, divisés en longueur d'arc de cercle l , mesurée à partir du rayon r par la relation $l = r \times \alpha$.

L'unité d'angle dans le système international S.I. est le radian (rad).

L'angle plat (180°) est égal à π radian = 3,14 rad.

L'angle droit (90°) est égal à $\pi/2$ radian.

Conversion : 1° = 0,017 45 rad, 1 rad = 57,295°.

L'**angle solide** (angle dans l'espace) est décrit à partir du cône formé par les demi-droites joignant l'œil d'un observateur au contour apparent d'un objet.

L'unité S.I. de l'angle solide est le stéradian (sr).

L'espace entier correspond à un angle solide de 4π stéradian = 12,57 sr.

32 Mécanique

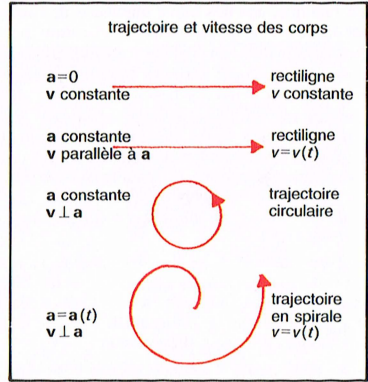
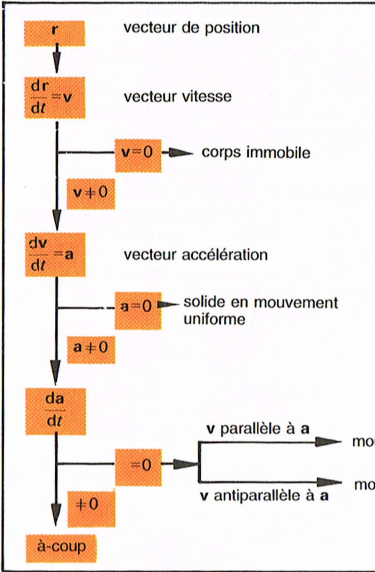
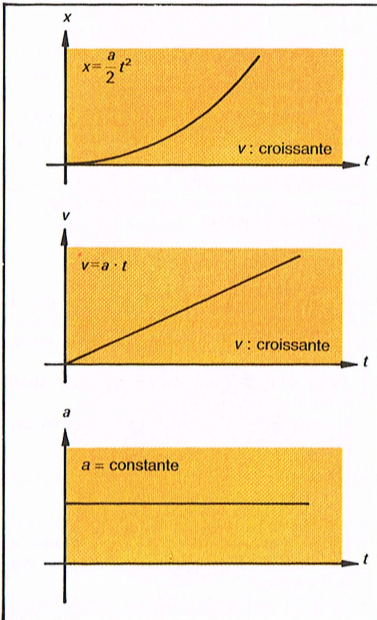
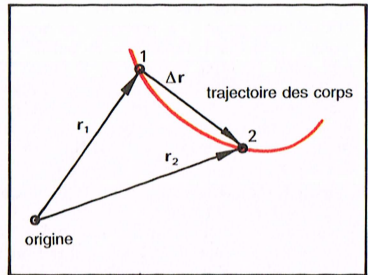


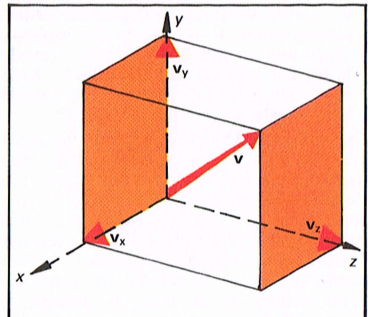
Tableau récapitulatif



Mouvement uniformément accéléré



Vecteur de position



Composantes de $\mathbf{v}$

Les **coordonnées** x , y et z décrivent la position d'un point M dans un espace tridimensionnel.

Le **vecteur de position** (signe $\mathbf{r}$) détermine la position du point M par rapport à l'origine O . Si le point se déplace de M_1 vers M_2 , la **translation** $\Delta \mathbf{r}$ du point vaut :

$$\Delta \mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1 \quad \text{Translation}$$

La translation est une grandeur orientée, définie par un vecteur.

Vitesse

Si un point effectue un déplacement $\Delta \mathbf{r}$ pendant une durée Δt , la définition du **vecteur vitesse moyenne** (symbole $\bar{\mathbf{v}}$) de ce point est donnée par la relation :

$$\bar{\mathbf{v}} = \Delta \mathbf{r} / \Delta t \quad \text{Vecteur vitesse moyenne}$$

Les vecteurs $\Delta \mathbf{r}$ et $\bar{\mathbf{v}}$ sont colinéaires.

Le **vecteur vitesse instantanée** (symbole $\mathbf{v}$) définit la vitesse d'un mobile à chaque instant. Le vecteur vitesse $\mathbf{v}$ d'un point mobile est égal à la dérivée du vecteur de position $\mathbf{r}$ par rapport au temps. Il est obtenu par la relation :

$$\mathbf{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} (\Delta \mathbf{r} / \Delta t) = d\mathbf{r} / dt$$

Le vecteur vitesse instantanée $\mathbf{v}$ est déterminé par trois composantes v_x , v_y , v_z :

$$v_x = dx/dt \quad v_y = dy/dt \quad v_z = dz/dt$$

Le langage courant ne fait pas de distinction entre le vecteur vitesse $\mathbf{v}$ et la valeur de la vitesse v . Le vecteur précise la direction et le sens de la vitesse.

Si le point se déplace parallèlement à l'axe des abscisses, on a : $v = dx/dt$.

La **vitesse** (symbole v ou u) est mesurée en mètre par seconde (unité : m/s ou $m \cdot s^{-1}$).

Conversion : $1 m/s = 3,60 km/h$.
 $1 km/h = 0,278 m/s$.

Accélération

Si $\mathbf{v}$ est une fonction du temps, dans ce cas notée $\mathbf{v}(t)$, nous sommes en présence d'un mouvement d'accélération. Le vecteur accélération $\mathbf{a}$ d'un point mobile est égal à la dérivée du vecteur vitesse $\mathbf{v}$ par rapport au temps ou encore à la dérivée seconde du vecteur de position $\mathbf{r}$ par rapport au temps.

Le **vecteur accélération instantanée** (symbole $\mathbf{a}$) est défini par la relation :

$$\mathbf{a} = d\mathbf{v} / dt \quad \text{Vecteur accélération}$$

On peut également, comme dans le cas de la vitesse, avoir le **vecteur accélération moyenne** : $\bar{\mathbf{a}} = \Delta \mathbf{v} / \Delta t$.

Un mouvement est accéléré lorsque la valeur du vecteur vitesse augmente au cours du temps.

On distingue trois cas limites :

1) $\mathbf{a}$ et $\mathbf{v}$ sont parallèles et dans le même sens, la valeur de v croît au cours du temps, le mouvement est accéléré.

2) $\mathbf{a}$ et $\mathbf{v}$ sont antiparallèles : les deux vecteurs ont même direction, mais un sens opposé. Il existe une accélération négative, la valeur de v diminue au cours du temps, le mouvement est retardé (*ralentit*).

3) $\mathbf{a}$ est orthogonal à $\mathbf{v}$: la valeur de v est indépendante du temps, elle est constante (mais le vecteur vitesse $\mathbf{v}$ n'est pas constant, car il peut changer de direction). Par ex., dans les mouvements de rotation. Le vecteur précise la direction et le sens de l'accélération.

Le vecteur accélération instantanée $\mathbf{a}$ est déterminé par trois composantes a_x , a_y , a_z :

$$a_x = dv_x/dt \quad a_y = dv_y/dt \quad a_z = dv_z/dt$$

Si le point se déplace parallèlement à l'axe des abscisses, on a : $a = dv_x/dt$.

Dans le cas d'un mouvement plan, on peut utiliser également la base de Frenet (O , $\boldsymbol{\tau}$, $\mathbf{n}$).

O est l'origine du repère, $\boldsymbol{\tau}$ le vecteur unitaire tangent en O à la trajectoire et orienté dans le sens positif choisi, $\mathbf{n}$ le vecteur unitaire orthogonal en O à la trajectoire et orienté vers l'intérieur de la courbure de celle-ci. Dans ce repère, l'accélération a pour expression : $\mathbf{a} = a_\tau \cdot \boldsymbol{\tau} + a_n \cdot \mathbf{n}$

a_τ est l'accélération tangentielle, a_n l'accélération normale,

$$\text{avec : } a_\tau = \frac{dv}{dt} \quad \text{et } a_n = \frac{v^2}{\rho}$$

ρ est appelé rayon de courbure.

Dans le cas d'un mouvement circulaire uniforme, la vitesse linéaire est constante et l'accélération tangentielle a_τ est nulle.

L'**accélération** (symbole a) est mesurée en mètre par seconde carrée (m/s^2 ou $m \cdot s^{-2}$).

Si $\mathbf{a}$ est une fonction du temps, dans ce cas notée $\mathbf{a}(t)$, on observe un phénomène « d'à-coup » : par ex. dans le départ des fusées.

Calcul de $\mathbf{v}$ et de $\mathbf{r}$ à partir de $\mathbf{a}$:

Si $\mathbf{a}$ est constant au cours du temps, la vitesse du point est obtenue par intégration par rapport à t .

$$\int_0^t \mathbf{a} dt' = \int_0^t d\mathbf{v}$$

donc $\mathbf{a}t = \mathbf{v} - \mathbf{v}_0$ et $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{a}t$

avec $\mathbf{v}_0$: vitesse initiale du point.

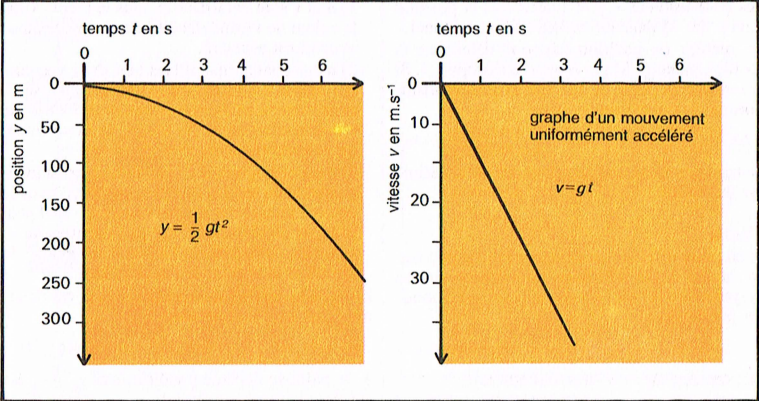
Par une deuxième intégration, on obtient :

$$\int_0^t \mathbf{v} dt' = \int_0^t \mathbf{v}_0 dt' + \mathbf{a} \int_0^t t' dt'$$

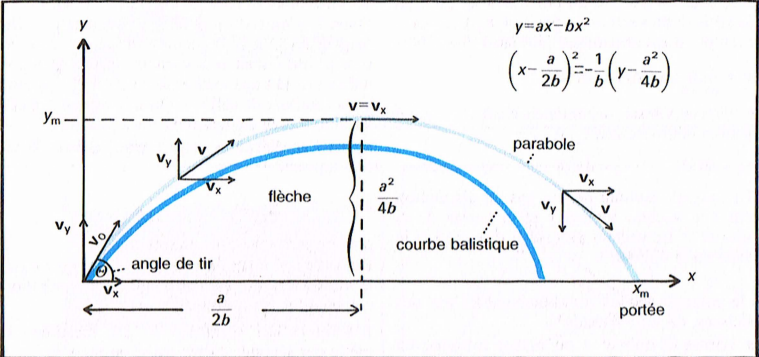
et $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + \mathbf{v}_0 t + \mathbf{a} t^2 / 2$

avec $\mathbf{r}_0$: vecteur position initiale au début de la translation.

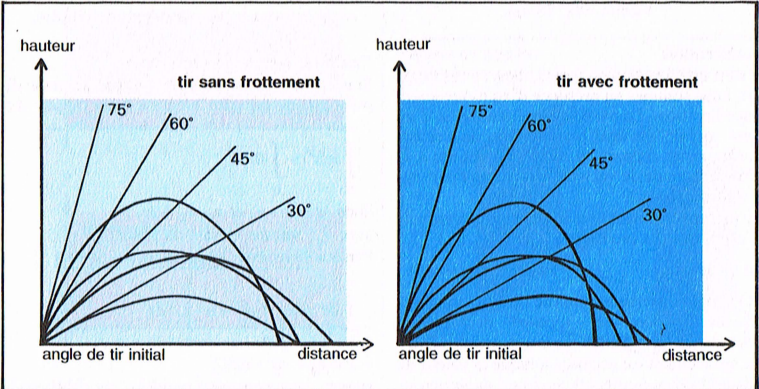
34 Mécanique



Évolution de la hauteur et de la vitesse d'un corps en chute libre



Trajectoire de tir sans et avec frottement



Paraboles de tir pour une même vitesse initiale v_0

Tirs balistiques pour une même vitesse initiale v_0

Chute libre sur la Terre

Les lois en furent établies par les expériences de GALILÉE sur la tour de Pise.

Approximation : Dans la première partie de l'étude, on néglige la résistance de l'air. Ainsi tous les corps tombent à la même vitesse quelle que soit leur masse. Le champ de pesanteur terrestre est caractérisé par le vecteur champ de pesanteur $\mathbf{g}$ dirigé vers le centre de la Terre. Dans le référentiel terrestre considéré comme galiléen, un corps abandonné en chute libre est soumis à la seule action de son poids :

$$\sum \mathbf{f} = \mathbf{P} \quad \text{et} \quad \mathbf{P} = m\mathbf{g}$$

$$\text{avec } \sum \mathbf{f} = m\mathbf{a}_g$$

$$\text{d'où } \mathbf{a}_g = \mathbf{g}$$

Le corps ayant pour trajectoire de chute l'axe Oy, orienté vers le haut, avec pour point de départ l'origine O, on a :

$$y = -gt^2/2 \quad \text{Loi de chute}$$

y : chemin parcouru ; g : valeur du champ de pesanteur en un endroit ; t : durée de la chute.

Le signe moins, dans la loi de chute, indique que l'accélération de la chute est dirigée vers le bas, dans le sens opposé à l'axe Oy.

g dépend du lieu. L'accélération normale est :

$$g_n = 9,81 \text{ m/s}^2$$

On obtient l'expression de la vitesse de chute v , en dérivant par rapport au temps la loi de chute.

$$dy/dt = v = -gt \quad \text{Vitesse de chute}$$

On peut également exprimer la vitesse de chute en fonction de la hauteur de chute h :

$$v = \sqrt{2gh}$$

Chute avec frottement

L'air freine par frottement le corps qui tombe, comme si une accélération a_r s'opposait à g . Quand la vitesse de chute est inférieure à la vitesse du son, on a $|a_r|$ proportionnel à v^2 . Pour les vitesses élevées $|a_r|$ et g peuvent se compenser. La vitesse de chute est alors constante et atteint la vitesse limite v_g .

$$g = a_r = cv_g^2$$

Pour une boule dans l'air, la constante de proportionnalité c a pour valeur approchée :

$$c = \rho A/2m$$

ρ : masse volumique de l'air ; A : section de la boule ; m : masse.

On a alors :

$$v_g < \sqrt{2mg/\rho A} \quad \text{Vitesse limite de chute}$$

Comme $v_g < gt$, v_g est atteinte lorsque :

$$t_g > \sqrt{(2m)/(\rho Ag)}$$

Par ex., si on admet que ρ est indépendante de la hauteur, il s'ensuit, pour la chute d'une grande hauteur d'une boule de 10 cm de diamètre et de masse $m = 1 \text{ kg}$:

$$v_g = 44 \text{ m/s} \quad \text{et} \quad t_g > 4,7 \text{ s}$$

Tir sans frottement

Un projectile est lancé dans le champ de pesanteur uniforme $\mathbf{g}$ avec une vitesse de lancement $\mathbf{v}_0$. Les valeurs des composantes du vecteur accélération $\mathbf{a}$ sont :

$$a_x = 0 \quad \text{et} \quad a_y = -g$$

Le mouvement commence à l'origine des coordonnées O.

Pour un angle de tir β , on a :

$$v_x = v_0 \cos \beta \quad \text{et} \quad v_y = v_0 \sin \beta - gt$$

(v_x est constante, $a_x = 0$ et les frottements sont négligés).

Nous obtenons les coordonnées x et y du projectile par intégration de v_x et de v_y par rapport au temps :

$$x = \int_0^t v_x dt' = v_0 \cos \beta t$$

$$y = \int_0^t v_y dt' = v_0 \sin \beta t - gt^2/2$$

En éliminant t entre x et y , on obtient l'équation de la trajectoire du projectile :

$$y = x \tan \beta - gx^2/2v_0^2 \cos^2 \beta \quad \text{Trajectoire de tir}$$

La **trajectoire** est un arc de parabole ouverte. La **hauteur maximale** atteinte (ou flèche du tir) est la coordonnée y_m du sommet de la parabole :

$$y_m = v_0^2 \sin^2 \beta / 2g \quad \text{Flèche du tir}$$

$$y_m \text{ est atteinte quand } \beta = 90^\circ, \text{ alors } y_m = \frac{v_0^2}{2g}$$

La **portée du tir** x_m est le point d'impact du projectile sur le plan horizontal passant par le point O. Son expression est :

$$x_m = v_0^2 \sin^2 2\beta / g \quad \text{avec } \beta > 0 \quad \text{Portée du tir}$$

La portée est maximale pour $\sin 2\beta = 1$, soit $\beta = 45^\circ$.

On obtient le **temps de vol** en égalisant x et x_m :

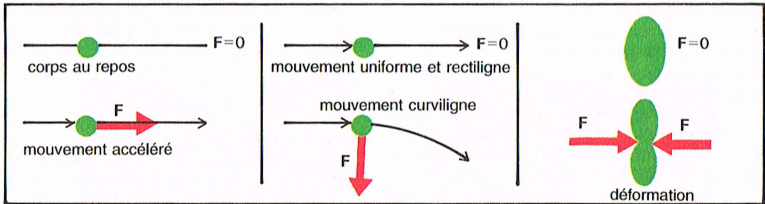
$$x = v_0 \cos \beta t = x_m$$

$$t_m = 2v_0 \sin \beta / g \quad \text{avec } \beta > 0 \quad \text{Temps de vol}$$

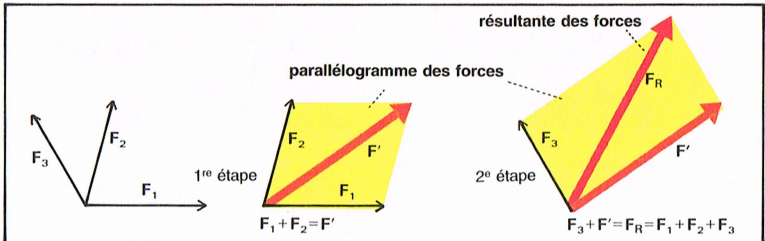
Tir avec frottement (balistique)

La résistance de l'air agit comme une force qui freine de corps avec une accélération a_r . Dans le domaine subsonique, a_r est proportionnel à v^2 , ainsi la composante horizontale v_x de la vitesse est réduite pour atteindre une valeur limite v_g .

36 Mécanique



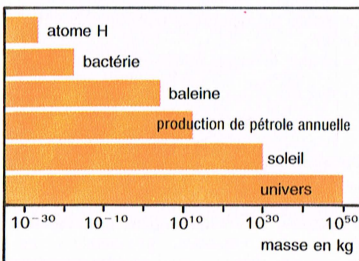
Action d'une force sur un solide



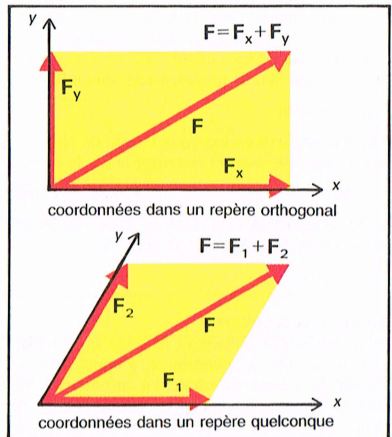
Méthode d'addition des forces

	masse volumique en kg/m^3 (0° C, pression normale)
nucéons	10^{17}
tungstène	$19,1 \cdot 10^3$
mercure	$13,6 \cdot 10^3$
plomb	$11,3 \cdot 10^3$
fonte	$7,25 \cdot 10^3$
lune	$3,34 \cdot 10^3$
sucré	$1,61 \cdot 10^3$
soleil	$1,41 \cdot 10^3$
plexiglas	$1,20 \cdot 10^3$
eau de mer	$1,03 \cdot 10^3$
eau	$1,00 \cdot 10^3$
bois de chêne	$0,69 \cdot 10^3$
atmosphère	1,30
univers	10^{-27}

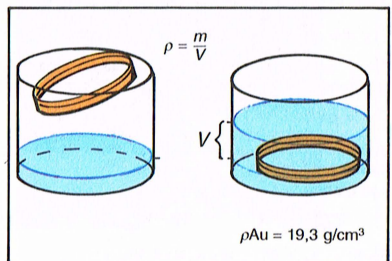
Exemples de masses volumiques



Exemples de masse



Décomposition d'une force en deux forces



Mesure d'une masse volumique

Masse

La masse ou plus exactement masse inerte (symbole m) est une propriété de la matière. Elle s'exprime en kilogramme (kg).

Il faut distinguer **pooids** et **masse**. En effet le poids d'un corps a pour origine les forces d'interaction gravitationnelles entre deux masses. Le poids de deux corps de même masse, sous l'influence de forces gravitationnelles différentes, est différent.

Une autre unité de masse est la tonne (t) :

$$1 \text{ t} = 10^3 \text{ kg}$$

En physique atomique et nucléaire, on utilise la constante de masse atomique (symbole m_u) ou *unité de masse atomique* (symbole u) :

$$m_u = 1 \text{ u} = 10^{-3} N_A^{-1} \text{ kg/mol}$$

avec

$$N_A : \text{Nombre d'Avogadro} = 6,022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}.$$

Conversion : $1 \text{ u} = 1,661 \times 10^{-27} \text{ kg}$.

Les masses sont mesurées en les comparant à des masses étalons. L'instrument de mesure utilisé à cet effet s'appelle une *balance*. On utilise fréquemment de nos jours des instruments automatiques appelés pesons où la lecture s'effectue directement sur une graduation. On détermine les très grandes masses et les très petites de façon indirecte. On peut atteindre en laboratoire une précision de mesure de l'ordre de 10^{-8} . Pour la mesure des très grandes masses on utilise par ex. des ponts à bascules.

La masse a la propriété de changer avec sa vitesse.

$$m = m_0 / (1 - v^2/c^2)^{1/2}$$

m_0 : masse au repos, c.-à-d. la masse pour laquelle $v = 0$; c = célérité de la lumière.

Tant que la vitesse v est très petite devant c , la dépendance de la masse pour la vitesse est négligeable.

La **loi de conservation de la masse** est formulée comme un cas particulier de la loi de *conservation de l'énergie*.

Force

Si une force (symbole F) agit sur un corps, il est accéléré, déformé ou il change de direction. Tous ces effets peuvent se produire en même temps. Expérimentalement, il a été montré que l'accélération a est proportionnelle à F , donc :

$F = ma$ *Relation fondamentale de la dynamique ou seconde loi de Newton*

m : masse inerte.

F est une grandeur vectorielle. L'unité S.I. est le newton (symbole N), ainsi appelé d'après ISAAC NEWTON (1643-1727). 1 newton est la force que subit un corps de masse 1 kg sous une accélération de 1 m/s^2 . Donc :

$$1 \text{ N} = 1 \text{ m} \cdot \text{kg/s}^2$$

Il existe une autre unité, qui n'est plus légale depuis 1980, le dyn (symbole dyn) :

$$1 \text{ dyn} = 1 \text{ g} \times \text{cm/s}^2$$

Conversion : $1 \text{ dyn} = 1 \times 10^{-5} \text{ N}$.

Une autre unité qui n'est plus utilisée :

$$1 \text{ pond (symbole p)} = 9,807 \times 10^{-3} \text{ N}.$$

Les forces sont mesurées à l'aide de *dynamomètres* (du grec *dunamis* qui signifie force). La force à mesurer est compensée par une force de grandeur égale, mais dirigée en sens opposé. Il peut être constitué d'un ressort étalonné dont l'allongement détermine la force à mesurer.

L'addition de forces s'effectue en appliquant les règles d'addition des vecteurs.

La soustraction d'une force revient à additionner l'opposée de cette force.

Principe d'inertie (première loi de Newton).

Un corps abandonné à lui-même sur lequel n'agit aucune force extérieure se déplace selon un mouvement rectiligne et uniforme.

La **masse volumique** (symbole ρ) d'un corps est :

$$\rho = m/V$$

avec m : masse du corps ; V : volume du corps.

L'unité S.I. de la masse volumique est le kilogramme par mètre cube (symbole kg/m^3).

On utilise encore souvent l'unité : g/cm^3 .

On mesure la masse volumique d'un corps par une mesure séparée de la masse et du volume. La **densité** est le rapport de la masse volumique d'un corps sur la masse volumique de l'eau. Elle n'a pas d'unité. ($\rho_{\text{eau}} = 1 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$)

Principe d'Archimède. Tout corps plongé dans un fluide en équilibre subit de la part de celui-ci un ensemble de forces équivalant à une force unique appelée *poussée*, verticale, dirigée vers le haut (opposée au poids du corps), dont l'intensité est :

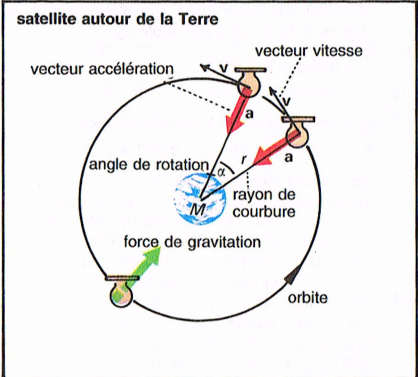
$$F = mg = \rho g V \quad \text{Poussée}$$

avec m : masse de fluide déplacé par le corps plongé ; g : accélération de la pesanteur en un point ; V : volume plongé.

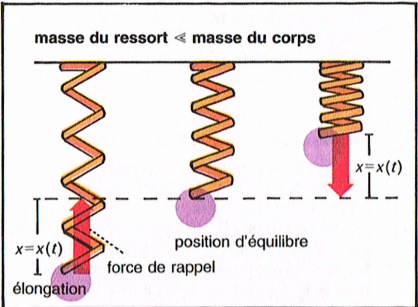
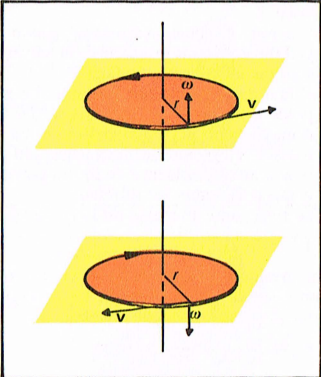
On appelle P le poids du fluide déplacé. Si les deux forces F et P sont égales, le corps flotte.

La masse volumique d'un corps immergé peut-être déterminée à partir de la masse déplacée par le corps et la force de poussée.

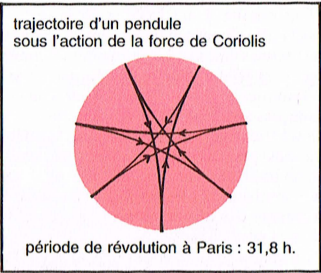
ARCHIMÈDE exposa son principe en déterminant la quantité d'or du diadème fabriqué pour le roi Hieron II de Syracuse, sans endommager le chef-d'œuvre : il plongea le diadème dans l'eau et en détermina le volume d'après la quantité de liquide déplacé. La pesée donna la masse. Il calcula la densité de l'alliage utilisé, d'après les valeurs des deux mesures et la compara à celle d'un or de carat élevé.



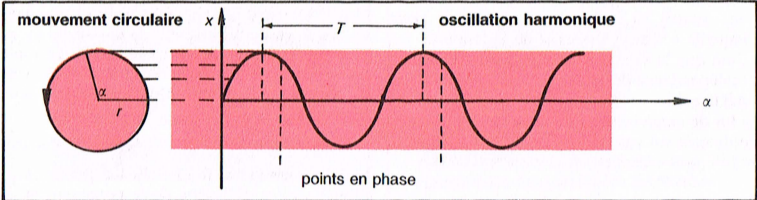
Nomenclature des paramètres



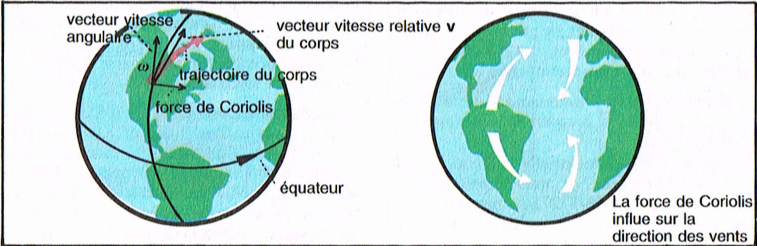
Pendule à ressort



La trace au sol du pendule de Foucault est une rosette.



Projection sur un plan d'un mouvement circulaire uniforme



Action de la force de Coriolis à la surface de la Terre

Un corps dont la trajectoire est circulaire, de rayon r , décrit un mouvement de rotation. La **vitesse** v du corps est un vecteur tangent à la trajectoire. L'angle entre les rayons est noté α .

La **vitesse angulaire** (symbole ω) est un vecteur axial perpendiculaire au plan de la trajectoire.

La valeur de ω est :

$$\omega = v/r \quad \text{Vitesse angulaire}$$

car ω est la dérivée de α par rapport au temps :

$$\omega = \frac{ds}{rdt}$$

s est appelée abscisse curviligne.

La **période du mouvement** (symbole T) du corps est :

$$T = 2\pi/v \quad \text{Période}$$

Le corps en rotation subit une accélération normale a_n , car v change constamment de direction. a_n est dans le plan de la trajectoire circulaire et dirigée vers le centre du cercle. La valeur de cette accélération est :

$$a_n = v^2/r \quad \text{Accélération normale}$$

Le corps subit ainsi une **force centrale** ou force centripète (symbole F_n). C'est un vecteur orienté vers le centre du cercle. Sa valeur est :

$$F_n = mv^2/r = m\omega^2 r$$

Par ex. : la force d'interaction gravitationnelle.

La **force de Coriolis**. CORIOLIS (1792-1843) montra que si un corps est en mouvement sur la surface d'un solide en rotation, une force supplémentaire apparaît. Cette force a pour valeur :

$$F_c = 2m\omega v_r \sin \beta \quad \text{Force de Coriolis}$$

ω : valeur de la vitesse angulaire ; v_r : valeur de la vitesse relative du corps par rapport à la surface ; β : angle entre ω et v_r .

Cette force, perpendiculaire à la vitesse, a pour conséquence d'imposer une trajectoire courbe à un corps qui autrement se déplacerait de façon rectiligne. Sur la Terre dans l'hémisphère nord, la force de Coriolis entraîne une déviation vers l'est des corps tombant en chute libre.

Oscillation harmonique

Un point décrit une oscillation harmonique quand son abscisse par rapport à sa position d'équilibre est une fonction sinusoïdale du type :

$$x = x_0 \sin \omega t \quad \text{Oscillation harmonique}$$

x : abscisse ou élongation du point par rapport à sa position d'équilibre ; x_0 : **amplitude** ou élongation maximale ; ω : pulsation de l'oscillateur ; ωt : phase de l'oscillateur ; t : temps.

L'oscillation harmonique peut être représentée comme la projection sur plan d'un mouvement circulaire uniforme.

Certains phénomènes non périodiques peuvent être décomposés en une somme d'une infinité de fonctions harmoniques appelée intégrale de Fourier.

La **période** (symbole T) est la plus petite durée au bout de laquelle un phénomène se reproduit identique à lui-même.

La **fréquence** (symbole ν) de l'oscillation harmonique a pour expression :

$$\nu = 1/T$$

ν a pour unité S.I. le hertz (Hz), ainsi appelé d'après HEINRICH HERTZ (1857-1894). Elle correspond au nombre d'événements par seconde. 1 hertz est la fréquence d'un processus d'une durée de période $T = 1$ s

$$1 \text{ Hz} = 1 \text{ s}^{-1}$$

La **pulsation** (symbole ω) d'un oscillateur harmonique est :

$$\omega = 2\pi\nu = 2\pi/T \quad \text{Pulsation}$$

ω s'exprime en rad/s ; ν en Hz ; T en s.

La valeur de la vitesse d'un corps qui décrit une oscillation harmonique est :

$$v = v_m \cos \omega t$$

avec ν : valeur de la vitesse du corps en oscillation. La valeur maximale de la vitesse est atteinte en passant par la position d'équilibre.

La valeur de l'accélération d'un corps qui décrit une oscillation harmonique est :

$$a = -a_m \sin \omega t = -\omega^2 x$$

avec a : valeur de l'accélération du corps en oscillation. L'accélération atteint un maximum pour les deux valeurs extrêmes des élongations.

Force de rappel

Lorsqu'un ressort est soumis à une force de traction pour être étiré, s'exerce une force dite de rappel, de même direction, mais de sens opposé.

$$F = -kx \quad \text{Force de rappel}$$

avec x : allongement du ressort ; k : raideur du ressort. Le signe moins indique que F et x sont opposés.

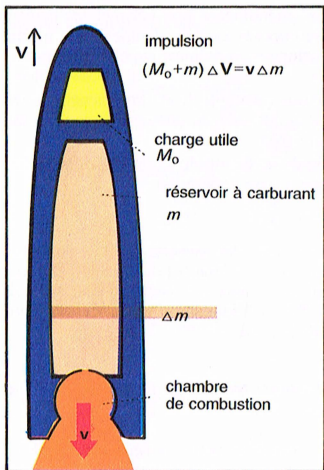
L'élongation du ressort ne dépasse pas une certaine valeur appelée **amplitude des oscillations** x_0 :

$$-x_0 \leq x \leq x_0$$

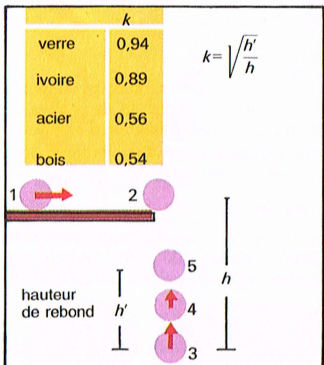
Sous l'action de la force F , un corps effectue des oscillations harmoniques, alors : $k = m\omega^2$.

Par ex., un **pendule élastique** décrit des oscillations de fréquence :

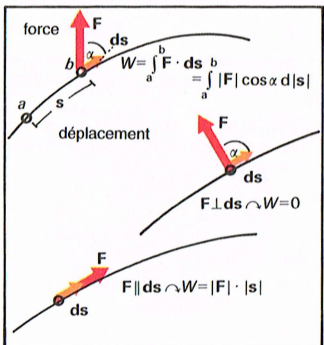
$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}$$



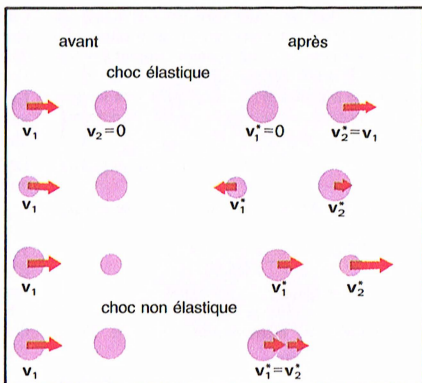
Propulsion d'une fusée



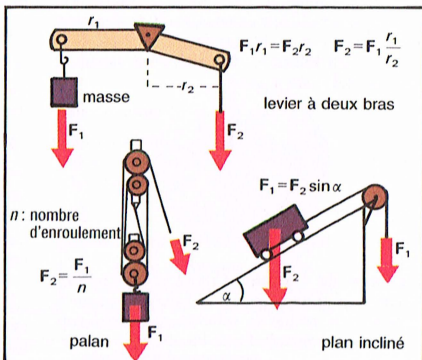
Valeur de k pour des petites chutes



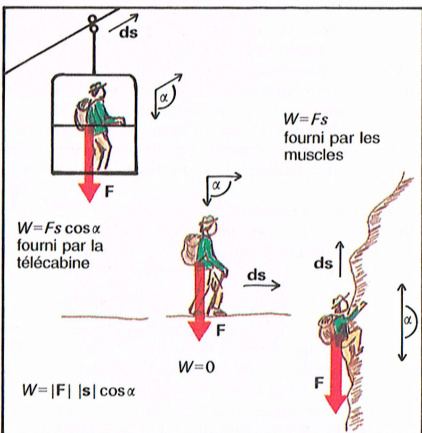
Définition physique du travail W



Choc



Machines simples de soulèvement



Expressions du travail

L'**impulsion** ou **quantité de mouvement** (symbole p) d'une masse ponctuelle est :

$$p = mv \quad \text{Quantité de mouvement}$$

avec m : masse ; v : vecteur vitesse.

p est une grandeur vectorielle orientée dans le même sens que v . Dans un référentiel galiléen, la somme vectorielle des forces appliquées à un solide est égale à la dérivée par rapport au temps de la quantité de mouvement à cet instant.

$$\sum f_{ext} = mdv/dt$$

Si une seule force extérieure agit sur la masse ponctuelle, l'expression de p devient :

$$dp/dt = F$$

Si aucune force extérieure n'agit sur une masse ponctuelle, p est constant et indépendant du temps.

$$p = \text{constante} \quad \text{Principe de conservation de la quantité de mouvement}$$

Le même principe est également valable pour un système de masses ponctuelles : la quantité de mouvement totale $\sum m_i v_i$ conservée aussi

longtemps qu'aucune force extérieure n'agit.

Lors d'un **choc** bref de deux corps, dont l'un est en mouvement (1) et l'autre au repos (2), la conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$m_1 v_1 = -m_1 v_1' + m_2 v_2'$$

Les vitesses après le choc sont indiquées par *. Lors d'un choc non élastique, la vitesse des deux corps après le choc est :

$$v_1' = v_2' = m_1 v_1 / (m_2 + m_1)$$

La **constante de rebond** (symbole k) décrit le rapport des vitesses avant et après le choc. k est une constante, elle est mesurée à partir d'expériences de chute :

$$k = \sqrt{\frac{h'}{h}}$$

avec h^* : hauteur du rebondissement ; h : hauteur de chute.

Le **moment cinétique** d'une masse ponctuelle animée d'une vitesse v est le produit vectoriel des deux vecteurs r et p :

$$L = r \wedge p = r \wedge mv \quad \text{Moment cinétique}$$

r : vecteur position de la masse ponctuelle par rapport à un point choisi dans l'espace. L est une grandeur vectorielle perpendiculaire au plan formé par les deux vecteurs r et p .

Si aucune force extérieure n'agit sur une masse ponctuelle, L est constant et indépendant du temps.

$$L = \text{constante} \quad \text{Conservation du moment cinétique}$$

Le théorème du moment cinétique indique que, en un point fixe d'un repère galiléen, la dérivée du moment cinétique d'un système par rapport au temps est égale au moment des forces qui lui sont appliquées :

$$M = dL/dt$$

Le **travail mécanique** (symbole W) est :

$$W = \int_a^b F \cdot ds \quad \text{Travail}$$

avec F : force appliquée au corps ; s : déplacement du corps de a vers b , sous l'action de F . Le travail est une *grandeur scalaire*. Si F et s sont constants, on a :

$$W = F \cdot s = F \times s \times \cos \beta$$

avec β : angle entre F et s .

L'unité S.I. du travail est le joule (J), ainsi appelé d'après JAMES JOULE (1818-1889).

$$1 \text{ J} = 1 \text{ m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2} = 1 \text{ N} \cdot \text{m}$$

Le travail est mesuré également en kWh.

Conversion : 1 kWh = 3,6 MJ.

La calorie (symbole cal) est une ancienne unité :

$$\text{Conversion : } 1 \text{ cal} = 4,187 \text{ J.}$$

On peut également exprimer le travail produit lors d'une variation de volume :

$$W = \int p dV \quad \text{Travail de la force de pression}$$

avec p : la pression ; V : le volume.

La **puissance instantanée** (symbole P) est :

$$P = dW/dt \quad \text{Puissance}$$

avec W : le travail ; t : le temps.

L'unité S.I. de la puissance est le watt (W), ainsi appelé d'après JAMES WATT (1736-1819).

La puissance prend en compte l'intervalle de temps nécessaire pour effectuer un travail.

On définit la puissance moyenne entre deux instants t_1 et t_2 par :

$$P_{\text{moy}} = \frac{W_{1 \rightarrow 2}}{t_2 - t_1}$$

$$1 \text{ W} = 1 \text{ m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-3} = 1 \text{ J/s}$$

Le cheval-vapeur (symbole ch) est une ancienne unité.

$$\text{Conversion : } 1 \text{ ch} = 735,3 \text{ W.}$$

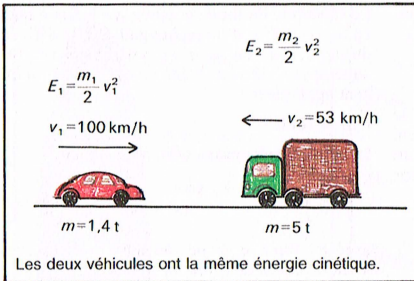
Puissance de quelques systèmes (W) :

Cellule nerveuse	10^{-9}	Radio 5
Homme	100	Voiture 10^5
Locomotive	3×10^6	Fusée 10^8
Supernovae	10^{37}	Quasar 10^{41}

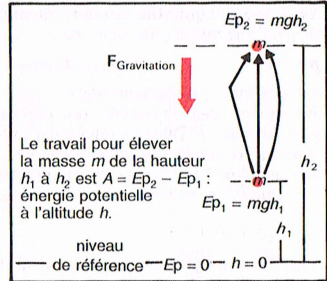
La **puissance spécifique**, dont l'unité est le W/kg, est la puissance divisée par la masse du système.

La densité de puissance, dont l'unité est le W/m³, est la puissance d'un système divisée par le volume du système.

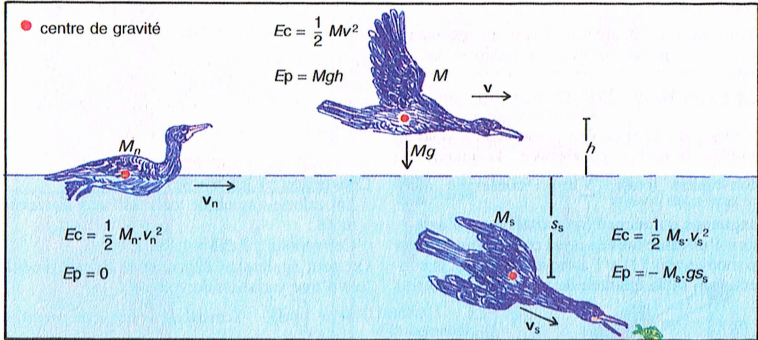
42 Mécanique



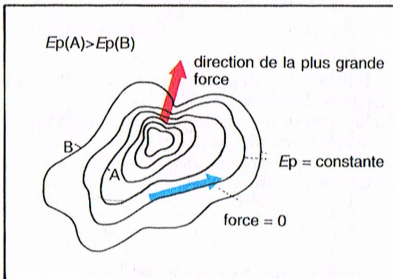
Énergie cinétique



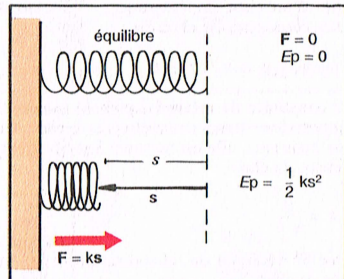
Énergie potentielle



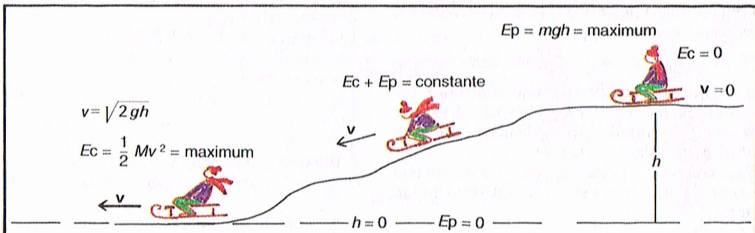
Énergies potentielle et cinétique



Les courbes de niveau sont équipotentielles.



Énergie potentielle d'un ressort



Conservation de l'énergie mécanique

L'énergie est étroitement liée à la notion de *travail*. Ces deux grandeurs physiques s'expriment avec la même unité. L'énergie est du travail emmagasiné. L'énergie apparaît sous des formes diverses : énergie mécanique, chimique, lumineuse, nucléaire, thermique, électrique. L'énergie cinétique (symbole E_c , T ou K) est l'énergie qu'un système possède du fait de son mouvement, à un instant donné.

$$E_c = mv^2/2 \quad \text{Énergie cinétique}$$

m : masse du corps ou du système ; v : vitesse. E_c est une grandeur non orientée, donc toujours positive. L'énergie cinétique a pour unité le joule.

En physique atomique et nucléaire, l'énergie est exprimée en électron-volt (eV).

Conversion : $1 \text{ eV} = 1,602 \times 10^{-19} \text{ J}$.

L'unité CGS de l'énergie est le erg (erg).

Conversion : $1 \text{ erg} = 1 \times 10^{-7} \text{ J}$.

Dans la vie quotidienne, spécialement lorsqu'on conduit une voiture, l'énergie cinétique E_c apparaît distinctement, et en particulier sa dépendance au carré de la vitesse.

Par ex. lors d'un choc, c'est l'énergie cinétique E_c qui est libérée et qui occasionne les dégâts.

Lorsque la vitesse $v = 50 \text{ km/h} = 14 \text{ m/s}$, E_c est, pour un véhicule de masse peu élevée ($m = 900 \text{ kg}$), égale à :

$$\frac{1}{2} \times 900 \times 14^2 = 8,8 \times 10^4 \text{ J}.$$

Pour une vitesse double, nous obtenons $E_c = 3,5 \times 10^5 \text{ J}$; l'énergie libérée est quatre fois plus élevée.

L'énergie cinétique dépend du référentiel par rapport auquel la vitesse est mesurée.

L'énergie cinétique d'un système est égale à la somme des énergies cinétiques des particules qui le constituent.

$$E_c = \sum_{i=1}^n E_{c_i} = \sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{2} m_i v_i^2 \right)$$

L'énergie potentielle (symbole E_p ou Φ) est l'énergie que possède un corps en raison de sa position dans l'espace, sous l'influence d'une force. Dans le champ de gravitation de la Terre (à proximité de celle-ci) :

$$E_p = mgh + \text{constante} \quad \text{Énergie potentielle}$$

m : masse du corps ; g : valeur de l'accélération de la pesanteur en un point donné ; h : hauteur du corps par rapport au point de référence.

L'énergie potentielle a pour unité le joule. Au contraire de l'énergie cinétique, E_p peut prendre des valeurs négatives, notamment si le corps se trouve en dessous du point de référence.

Convention : Dans le champ de gravitation de la Terre, le point de référence pour l'énergie potentielle est la surface de la mer. À cet endroit, on a $E_p = 0$.

Le travail de la force de pesanteur, au cours d'un déplacement du centre d'inertie d'un solide de masse m du point A au point B, vaut :

$$W_{A \rightarrow B} = mg \cdot AB$$

Ce travail ne dépend pas du chemin suivi pour aller de A en B, mais seulement de la variation d'altitude entre ces deux points :

$$W_{A \rightarrow B} = mg \cdot (z_A - z_B)$$

$$= Ep(A) - Ep(B) = -\Delta Ep$$

On a pour une force centrale F :

$$Ep = - \int F(s) \cdot ds$$

Pour une force de rappel d'un ressort $F = -k \cdot s$, on a alors :

$$Ep = (k/2)s^2$$

avec s : l'élongation relative du ressort par rapport à sa position d'équilibre ; k : raideur du ressort.

Par définition une force F dérive de l'énergie potentielle Ep :

$$F = - \text{grad } Ep$$

Le principe de conservation de l'énergie mécanique s'écrit :

Énergie cinétique + énergie potentielle = constante.

Ce principe est seulement valable pour les forces conservatives.

Une force est *conservative* si le travail accompli par cette force est indépendant du chemin parcouru. La force de gravitation et la force de rappel d'un ressort sont des forces conservatives. Les forces de frottements sont dépendantes du chemin suivi ; pour elles, le principe de conservation n'est pas valable sous cette forme. Ce ne sont pas des forces conservatives.

Utilisation : loi de chute.

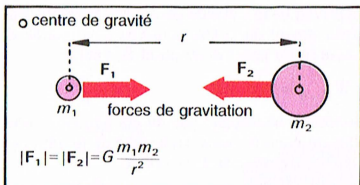
Si on néglige les forces de frottements, l'énergie cinétique maximale acquise en fin de chute est égale à l'énergie potentielle maximale lorsque le solide était encore à la hauteur h de départ. Le principe de conservation de l'énergie peut être dans ce cas utilisé, alors : $mgh = mv^2/2$. On en déduit l'expression de la vitesse acquise

$v = \sqrt{2gh}$. Le mouvement ne dépend donc pas de la masse du mobile. Il est appelé « mouvement de chute libre ».

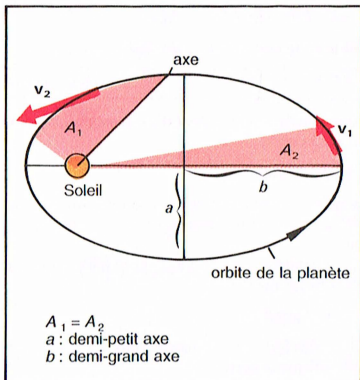
L'énergie totale d'un système comprend toutes les formes d'énergies, donc également l'énergie liée au frottement, l'énergie thermique, électrique et magnétique. Pour un système fermé, c.-à-d. isolé de son environnement, on a :

Énergie totale = constante *Principe de l'énergie*
ROBERT MAYER (1814-1878) formula en 1842 le principe de conservation de l'énergie.

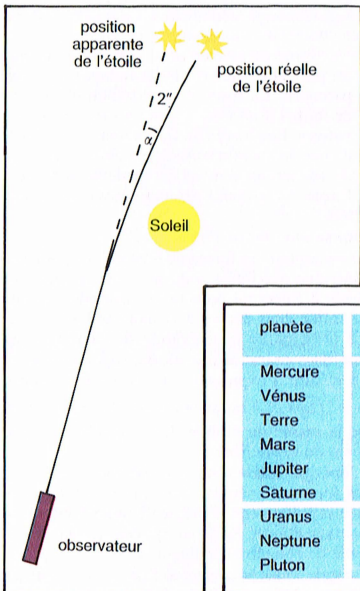
44 Mécanique



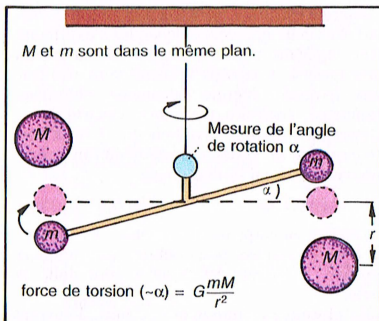
Interaction gravitationnelle



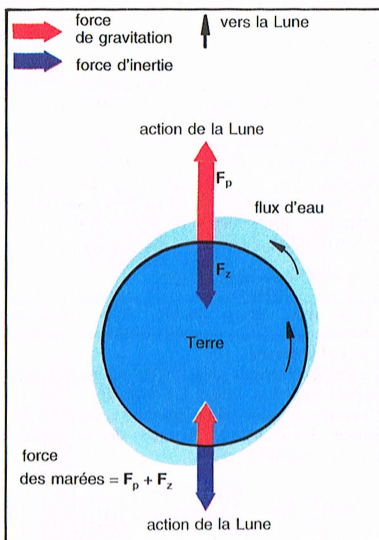
2^e loi de Kepler



Déviation de la lumière
par un corps de grande masse



Mesure de G



Phénomène des marées

planète	rayon de l'orbite a	période de révolution U	U^3/a^2
Mercur	0,387	0,241	1,000
Vénus	0,723	0,615	1,000
Terre	1,000	1,000	1,000
Mars	1,524	1,881	1,001
Jupiter	5,203	11,86	1,001
Saturne	9,539	29,46	1,000
Uranus	19,18	84,02	1,003
Neptune	30,06	164,8	1,004
Pluton	39,75	247,7	0,997

Le rapport reste constant.

3^e loi de Kepler

Toutes les masses s'attirent. C'est un principe universel. La force d'attraction existant entre les masses s'appelle **force gravitationnelle** F_g . ISAAC NEWTON introduit en 1667 la **loi de gravitation**. La valeur de F_g est :

$$F_g = Gm_1m_2/r^2 \quad \text{Force de gravitation}$$

avec G : constante de gravitation universelle = $6,672 \times 10^{-11} \text{ N}\cdot\text{m}^2\cdot\text{kg}^{-2}$; r : distance entre les masses m_1 et m_2 .

En toute rigueur, la loi n'est valable que pour des points matériels. Pour les corps plus volumineux, la loi est applicable s'ils ont une symétrie sphérique. L'attraction universelle s'exerce dans ce cas en un point matériel qui coïncide avec le centre de gravité du corps.

D'après la théorie générale de la relativité, F_g dépend également de la vitesse des masses. Cette dépendance est extraordinairement petite, mais elle peut cependant être mesurée aujourd'hui ; par ex., à partir des orbites des astres.

La force de gravitation est très faible en comparaison avec les autres forces de la nature.

Par ex., considérons deux protons en interaction situés à une distance $r = 10^{-9} \text{ m}$ l'un de l'autre ($m_p = 1,7 \times 10^{-27} \text{ kg}$). Sur chacun d'eux s'exerce une force électrostatique F_e de répulsion et une force gravitationnelle F_g d'attraction. Le rapport des valeurs de ces deux forces est : $F_e/F_g = 1,2 \times 10^{36}$.

NEWTON a pu décrire tous les mouvements des astres à l'aide de la loi de gravitation et des lois de la mécanique énoncées dans ses *Philosophiæ naturalis principia mathematica*.

HENRY CAVENDISH (1731-1810) détermina en 1798, avec une balance tournante, la **constante de gravitation universelle** :

On suspend horizontalement une baguette à un fil. Aux extrémités de la baguette sont accrochées des masses connues avec précision. Si l'on approche une masse connue beaucoup plus grande, la balance tournante effectue une faible rotation. G est calculé à partir de l'angle de torsion.

Si l'on connaît G , on peut calculer la masse de la Terre : un corps de masse m à la surface de la Terre est attiré par le centre de gravité de la Terre, alors :

$$GmM/R^2 = mg, \text{ donc } M = gR^2/G$$

avec M : masse de la Terre ; R : rayon de la Terre ; g : accélération de la pesanteur.

On trouve ainsi : $M = 5,97 \times 10^{24} \text{ kg}$.

La masse volumique de la Terre est obtenue en divisant sa masse par son volume ; on obtient : $\rho = 5,51 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$

Théorie non euclidienne du champ de gravitation. Suivant la théorie de la relativité générale, les trajectoires des rayons lumineux sont

déviées lorsqu'ils passent près de corps de masse très élevée.

La courbure de l'espace-temps lui procure un caractère non euclidien. Ainsi les photons (particules associées à la lumière) suivent des courbes plus courtes de l'espace-temps. Ces effets de très faible intensité ne se font sentir qu'à proximité d'astres de très grande masse.

Lois de Kepler

JOHANNES KEPLER (1571-1630) formula, à partir de ses observations des planètes, trois lois. Il fonda ainsi le **système Copernicien** sur des bases mathématiques. Le travail admirable de KEPLER permettra à NEWTON d'établir plus tard sa théorie de la gravitation.

Les deux premières lois ont été énoncées à partir des observations du mouvement de la planète Mars.

1^{re} loi de Kepler : les orbites des planètes sont des ellipses dont le Soleil est un des foyers.

2^e loi de Kepler : la ligne qui relie le Soleil à une planète décrit, pendant une même durée, des aires égales. Comme l'ellipse a deux foyers, la planète tourne plus vite à proximité du Soleil que lorsqu'elle en est éloignée.

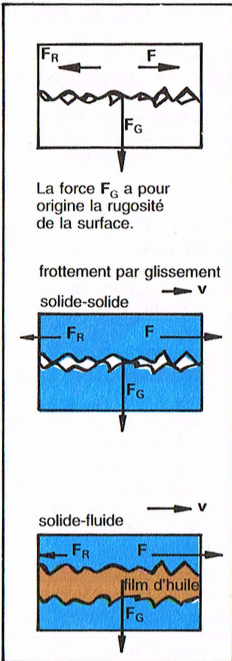
3^e loi de Kepler : le rapport du cube des grands demi-axes a sur le carré de la période de révolution T d'une planète est constant : $a^3/T^2 = MG/4\pi^2 = \text{constant}$. Avec M : masse du soleil ; G : constante universelle de gravitation. La 3^e loi permet de déterminer les masses relatives des corps célestes lorsqu'on connaît leur période de révolution. KEPLER eut plus de difficulté à établir cette dernière loi et elle ne sera énoncée que treize ans après les autres.

Marées

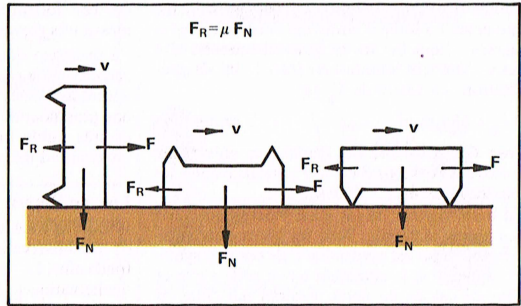
La force génératrice des marées est une conséquence des forces de gravitation dans le système Soleil, Terre, Lune. Nous ne décrirons ici que les marées ayant pour origine les interactions Terre-Lune. La Terre et la Lune tournent autour d'un centre de gravité commun qui se trouve à l'intérieur du globe terrestre. L'action du Soleil est négligée pour simplifier. La force génératrice des marées est la résultante des attractions exercées par la Lune et de l'accélération d'inertie d'entraînement. La Terre étant en rotation autour de son axe, la force génératrice des marées est constamment variable. Ainsi la force d'attraction exercée par la Lune entraîne un léger gonflement de la surface terrestre et par conséquence un **flux** d'eau : les marées. L'expression de l'accélération a_g des marées est :

$$a_g = - 2 Gm_L R/r_L^3$$

avec m_L : masse de la Lune ; r_L : distance moyenne Terre-Lune.



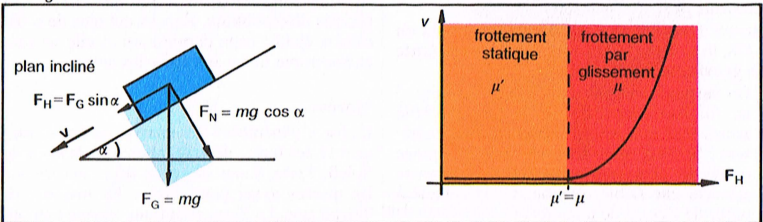
Frottement statique et de glissement



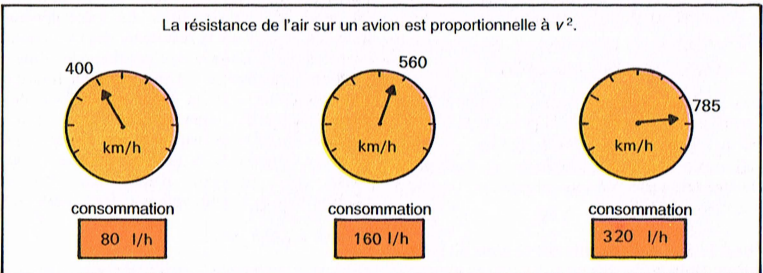
Force de frottement et surface de contact sont indépendantes.

surface	frottement statique sec	frottement par glissement sec	frottement par glissement lubrifié
acier/acier	0,74	0,57	0,01
acier/glace	0,027	0,014	
bois/pierre	0,7	0,3	
acier/frein		0,6	0,3
acier/verre	0,6	0,1	
teflon/teflon	0,04	0,02	
caoutchouc/asphalte	0,8-1,1	0,7-0,9	0,2-0,5

Influence de la nature des surfaces



Le coefficient de frottement statique μ' augmente avec l'inclinaison.



Frottement fluide

Forces de frottements. En raison du frottement, la transformation de l'énergie potentielle en énergie cinétique, et réciproquement, reste la plupart du temps incomplète. Le frottement a pour origine l'interaction des molécules entre elles. Si deux corps se heurtent l'un avec l'autre, ils glissent sur de minuscules aspérités. Les frottements n'ont pas que des inconvénients. En effet, le travail des forces de frottement peut être moteur ou résistant. Par ex., une automobile ne peut rouler ni ralentir sans forces de frottement. Un bateau peut être mis en mouvement grâce aux frottements du vent sur ses voiles.

Le **frottement à sec** (frottement de Coulomb) apparaît lors du mouvement relatif d'un corps sur un support immobile, sans lubrifiant. Cette force de frottement F_R est indépendante de la vitesse du mouvement relatif. F_R est dirigée dans le sens opposé de la vitesse.

$$F_R = \mu F_N \quad \text{Force de frottement}$$

avec μ : coefficient de frottement statique ; F_N : force normale au sol.

μ est une valeur approchée et dépend de la nature du revêtement des deux surfaces.

Le **frottement statique** apparaît tant que les deux surfaces en contact ne se déplacent pas l'une par rapport à l'autre.

La valeur de cette force de frottement μ' est mesurable grâce à un plan incliné d'un angle α . En effet, la composante normale du poids a pour expression $mg \cos \alpha$. L'expression de la force de frottement est : $\mu' mg \cos \alpha$. Tant qu'elle demeure plus élevée que la composante parallèle à la pente : $mg \sin \alpha$, le corps restera au repos.

Donc : $\mu' = \sin \alpha / \cos \alpha = \tan \alpha$.

Le **frottement par glissement** devient effectif aussitôt que le frottement statique est vaincu. La valeur du frottement par glissement est toujours inférieure à celle du frottement statique.

Les **lubrifiants** s'infiltrent en film mince entre les deux surfaces et réduisent les frottements. Par ex., si le film d'huile entre la paroi intérieure d'un cylindre d'un moteur et le piston vient à manquer, la valeur du frottement augmente rapidement.

Le **frottement de roulement** apparaît lorsque deux surfaces roulent l'une sur l'autre. Le point contact joue le rôle de centre instantané de rotation. La valeur du frottement de roulement μ_R dépend du matériau, mais aussi du diamètre du corps. La valeur de μ_R est plus petite que celle du frottement par glissement.

Le **frottement fluide** est exercé par un fluide (liquide ou gaz) sur un solide en mouvement.

Le **frottement de Stokes** apparaît pour de faibles vitesses. Dans le cas d'une boule, la force de frottement correspondante est :

$$F_R = 6\pi\eta r v \quad \text{Frottement de Stokes}$$

avec η : coefficient de viscosité du liquide ; r : rayon de la boule ; v : vitesse de la boule relativement au liquide.

Le **frottement de Newton** apparaît à des vitesses relativement grandes. Le corps déplace, lors de son mouvement, une colonne de liquide. La valeur de la force de frottement est :

$$F_N = c_w \rho A v^2 / 2 \quad \text{Frottement de Newton}$$

avec c_w : facteur de forme (≈ 1 pour une boule, 0,25 pour un corps fuselé) ; ρ : densité du liquide ; v : vitesse du corps relativement au liquide ; A : section droite de la colonne.

Les frottements fluides sont particulièrement étudiés pour améliorer l'aérodynamisme des corps en mouvement ou de ceux qui sont fixes mais exposés aux frottements. Par ex., la conception des avions, des voitures, des bateaux, des ponts et des buildings prend en compte l'action des fluides sur leur structure.

Applications

Chute avec frottement. Un corps qui tombe subit l'action de son poids $P = mg$ dirigé vers le bas et celle de la force de frottement dirigée vers le haut. En appliquant la seconde loi de Newton on a, en adoptant l'expression de la force de Newton :

$$ma = -mg + kv^2 \quad \text{Chute avec frottement}$$

avec $k = c_w \rho A / 2$.

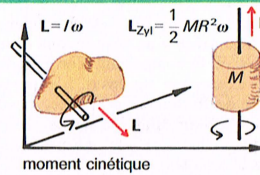
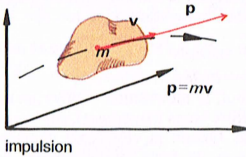
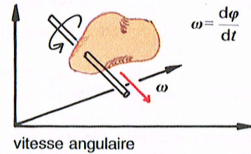
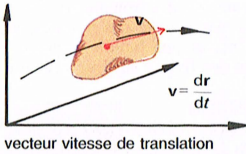
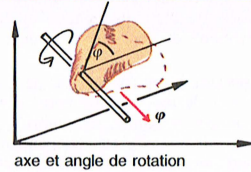
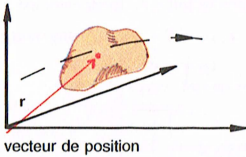
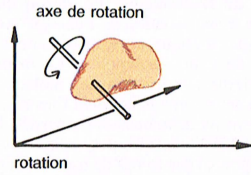
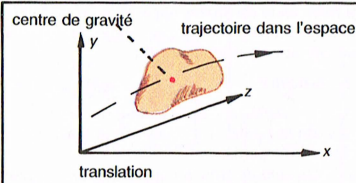
Au début, le mouvement s'effectue comme une chute libre (sans frottement), car la valeur de mg domine. Quand la vitesse de chute s'approche de $v = \sqrt{g/k}$, la force de frottement de Newton prend effet et réduit la valeur résultante des forces. Aussitôt que $mg = kv^2$, un corps en forme de boule tombe avec une vitesse constante, ainsi :

$$v = \sqrt{mg/k} = \sqrt{2mg/c_w \rho A}$$

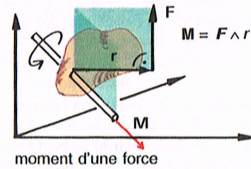
Comme la masse volumique ρ de l'air évolue lentement en fonction de l'altitude, le corps atteint une vitesse constante après un temps de transition supérieur à $(m/kg)^{1/2}$.

Tir avec frottement. On ne peut observer des paraboles de tir que pour des vitesses $v < \sqrt{mg/k}$. Dès que la portée x_m dépasse $2m/k$, celle-ci est pratiquement indépendante de la vitesse initiale de tir. Pour une boule, la portée maximale est d'environ 10 000 diamètres de la boule.

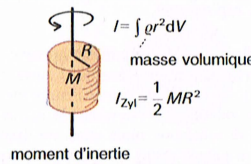
La trajectoire de tir d'un obus de 155 varie considérablement si l'on considère qu'il subit des frottements ou non : pour un tir dont la vitesse initiale est $v_0 = 2\,900 \text{ km} \cdot \text{h}^{-1}$, la portée horizontale du tir sera de 23,2 km avec frottement et de 65,6 km sans frottement.



force F



masse m



énergie cinétique $E_c = \frac{m}{2}v^2$

énergie de rotation $E_c = \frac{1}{2}I\omega^2$

Le **degré de liberté** d'un corps indique le nombre de possibilités de mouvement qu'il possède dans un système de coordonnées. Un point matériel a 3 degrés de liberté, il peut se déplacer dans l'espace le long des axes x , y et z . Il n'a pas de degré de liberté de rotation. Un système de N points a $3N$ degrés de liberté. Si entre les points existent r liens fixes, alors le nombre des degrés de liberté est $3N - r$.

Par ex. : deux points possédant une liaison entre eux ($r=1$) ont $(6-1)$, c.-à-d. 5 degrés de liberté. Trois coordonnées décrivent la translation du centre de gravité, deux, la rotation autour du centre de gravité.

Le **solide** se compose de n points matériels qui ne peuvent se déplacer les uns vers les autres. La distance entre deux points quelconques est constante quel que soit le mouvement du solide. Il a 6 degrés de liberté. Pour une description complète, 6 égalités sont suffisantes : 3 pour la position du centre de gravité, 3 pour la rotation autour de trois axes de rotation perpendiculaires entre eux.

La **translation** est le mouvement du centre de gravité du solide. Toutes les lois du point matériel sont valables pour la translation.

Rotation. Tous les points du solide décrivent des cercles concentriques autour de l'axe de rotation. Les points de l'axe de rotation sont au repos par rapport aux autres points du solide. Afin de décrire une rotation, on utilise le *moment d'une force* (voir ci-dessous).

L'**angle de rotation** φ est une grandeur orientée dont la direction et le sens sont donnés par la règle dite « de la main droite » : les doigts recourbés étant placés dans le sens de la rotation, l'orientation de φ est définie par la direction du pouce. Ce vecteur définit le sens de rotation et sa valeur. L'expression du vecteur vitesse angulaire est :

$$\omega = d\varphi/dt$$

Le vecteur vitesse des différents points du corps est :

$$\mathbf{v} = d\mathbf{r}/dt = (d\varphi/dt) \wedge \mathbf{r} = \omega \wedge \mathbf{r}$$

$\mathbf{r}$: vecteur position. (Il relie l'axe de rotation vers le point considéré.)

Vitesse angulaire ω

ω est un vecteur dont le sens est donné par la règle du *tire-bouchon* : on visse dans le sens des aiguilles d'une montre et on progresse dans le sens de ω .

La *vitesse absolue* du point est :

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \omega \wedge \mathbf{r}$$

avec $\mathbf{v}_0$: vitesse relative de translation.

L'**énergie cinétique de rotation** (symbole E_c) d'un corps en rotation est la somme des énergies

cinétiques de rotation de tous les points matériels constituant le solide.

$$E_c = 1/2 \omega^2 \sum_i m_i r_i'^2$$

avec m_i : masse d'un point matériel ; r_i' : distance du point matériel par rapport à l'axe.

On peut écrire également :

$$E_c = 1/2 \omega^2 \int \rho r'^2 dV$$

Énergie cinétique de rotation

avec ρ : masse volumique du corps.

Le **moment d'inertie** (symbole I) a pour définition :

$$I = \sum_i m_i r_i'^2 = \int \rho r'^2 dV$$

Moment d'inertie

I dépend de l'endroit où passe l'axe de rotation dans le corps.

Le moment d'inertie peut être défini par rapport à un axe, un plan ou un point.

On appelle rayon de giration d'un solide de masse m la grandeur r définie par : $I = mr^2$

Corps	Position de l'axe	Moment d'inertie
cylindre	axe de symétrie vertical	$MR^2/2$
boule	axe passant par le centre	$2MR^2/3$
tige	axe passant par son milieu	$ML^2/12$
cube	axe passant à travers l'une des faces	$ML^2/6$

avec M : masse du corps ; R : rayon ; L : longueur.

Condition : $\rho =$ constante.

Loi de Steiner : Si le moment d'inertie par rapport à l'axe passant par le centre de gravité est égal à I' , le moment d'inertie par rapport à un axe parallèle est

$$I = I' + Ma^2, \text{ avec } a : \text{distance entre les deux axes.}$$

Le **moment d'une force** (symbole M) par rapport à un point est égal au produit vectoriel :

$$\mathbf{M} = \mathbf{F} \wedge \mathbf{r}$$

Moment d'une force

avec $\mathbf{r}$: vecteur position (*bras de levier*) ; $\mathbf{F}$: force s'appliquant au corps.

Les **leviers** sont des outils simples permettant de soulever une charge.

Loi du levier : un levier à deux bras est en équilibre si $\mathbf{M}_1 = \mathbf{M}_2$.

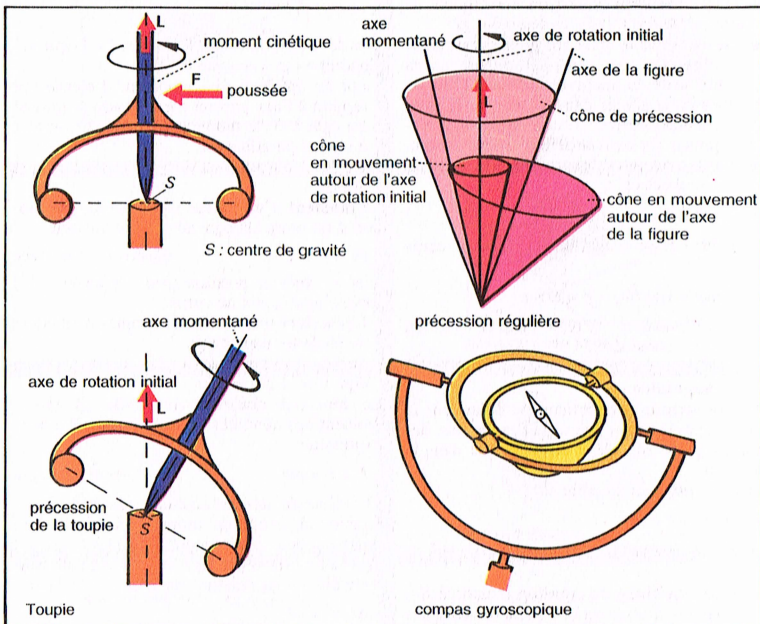
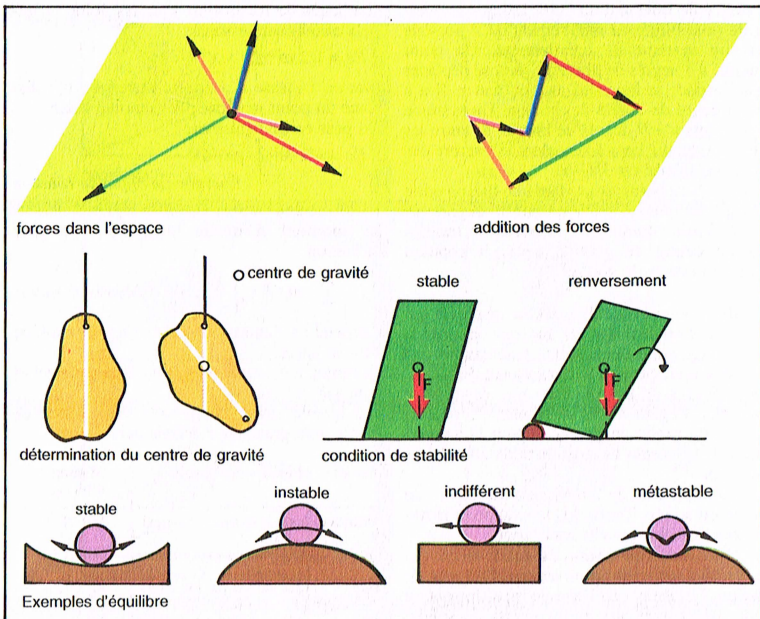
Le **moment cinétique** (symbole L) est le moment des quantités de mouvement. Il a pour expression :

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \wedge m\mathbf{v}$$

Moment cinétique

Théorème du moment cinétique : La dérivée par rapport au temps du moment cinétique d'un point matériel par rapport à un point fixe est égale au moment par rapport à l'axe de la résultante des forces agissant sur le point matériel.

$$dL/dt = M$$



Conditions d'équilibre. Dans un repère galiléen, un solide est en équilibre si :

$$\sum \mathbf{F} = 0 \text{ et } \sum \mathbf{M} = 0 \text{ Conditions d'équilibre}$$

Si plusieurs forces s'appliquent en un point, on peut additionner les différents vecteurs les représentant en les mettant bout à bout. La *résultante des forces* est nulle si leur représentation forme un polygone fermé.

Pour des corps homogènes et symétriques, le centre de gravité se situe au centre de symétrie. Le corps restera en équilibre si on le soutient par ce point.

Mais, dans certains cas, il est en dehors du corps : ex. de l'anneau.

Afin de déterminer expérimentalement la position du centre de gravité d'un corps, il suffit de le suspendre successivement à deux points d'attache différents. Les lignes d'action des forces s'appliquant aux points d'attache se coupent au centre de gravité.

Équilibre stable. Un solide est en équilibre stable s'il revient spontanément à sa position d'équilibre après en avoir été écarté.

Équilibre instable. Un solide est en équilibre instable s'il évolue vers un nouvel état d'équilibre stable après avoir subi une perturbation.

Équilibre indifférent. Un solide est dans un état d'équilibre indifférent si toutes ses positions sont des états d'équilibre.

Équilibre métastable. Un solide est dans un état d'équilibre métastable s'il revient à l'état d'équilibre initial après avoir subi une perturbation suffisante.

La *balance à fléau* est un levier à deux bras dans un équilibre stable quand les moments des forces s'exerçant sur chaque bras ont la même valeur absolue.

Sa sensibilité est $e = \Delta s / \Delta m$, avec Δs : plus petit déplacement provoqué par la masse Δm pouvant être mis en évidence.

La sensibilité e croît quand le point de soutien se rapproche du centre de gravité.

Stabilité de la rotation d'un corps

La rotation autour de l'axe principal d'un corps mobile autour de son centre d'inertie est stable si :

$$\mathbf{F}_{\text{rot}} = \sum_i m_i \omega^2 \mathbf{r}_i = 0 \quad \text{Rotation stable}$$

avec

$\mathbf{r}_i$: vecteur position d'un point matériel de masse m_i ; ω : vitesse angulaire.

Le corps tourne autour d'un **axe libre** (axe principal) quand $\mathbf{F}_{\text{rot}} = 0$.

Tout corps possède trois axes libres avec des moments d'inertie propres.

Il est en rotation stable quand celle-ci a lieu autour d'un axe libre avec le plus grand ou le plus petit moment d'inertie.

Par ex., les trois axes de symétrie d'un parallélépipède sont des axes libres.

Le solide est en rotation stable autour de ses axes de symétrie.

Toupie

Une toupie est un corps de forme quelconque qui tourne autour d'un axe. Une toupie tourne librement lorsqu'elle tourne autour de son axe de symétrie de révolution. Son axe de rotation passe ainsi par son centre de gravité. En pratique, ces conditions sont remplies par la forme de la toupie. Si les frottements sont négligés, $\mathbf{F} = 0$ et $\mathbf{M} = 0$. Le moment cinétique $\mathbf{L}$ reste constant et, de part sa nature vectorielle, permet à l'axe de rotation de conserver sa direction.

Précession de la toupie. Lorsque l'on écarte l'axe de rotation de sa position initiale, il décrit autour de celle-ci un cône de précession.

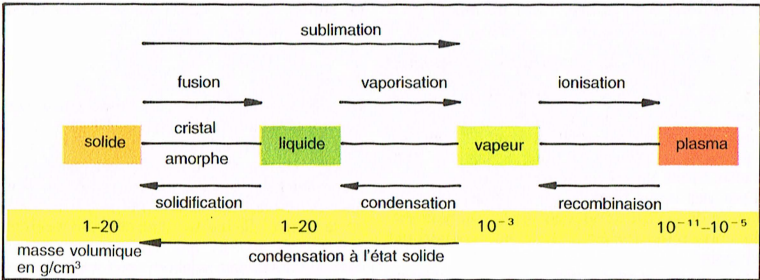
Il apparaît également des figures stables autour des différents axes comme le cône qui se meut selon l'axe momentané de rotation autour de l'axe de la figure ou encore celui qui évolue selon l'axe momentané de rotation autour de l'axe de rotation initial.

Si une force extérieure $\mathbf{F}$ agit sur la toupie, celle-ci s'écarte perpendiculairement à la ligne d'action de la force (en raison de la direction du produit vectoriel de $\mathbf{F}$ et $\mathbf{L}$), la toupie subit le phénomène de *précession*. L'angle d'ouverture de l'axe de rotation lors de la précession est d'autant plus petit que la toupie tourne plus vite. On constate également une plus grande rigidité de l'axe de rotation de la toupie.

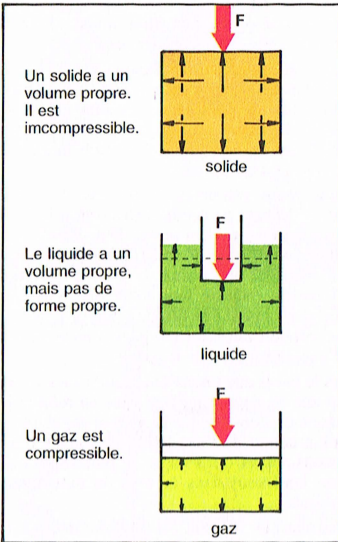
Dans le cas d'une toupie en rotation sans frottement autour d'un point fixe dans un référentiel galiléen, on constate que sa vitesse angulaire de rotation autour de l'axe initial ne change pratiquement pas, et que l'angle de précession augmente lentement dans le sens du mouvement provoqué.

Comme la toupie, la *Terre* décrit, en 25 800 ans environ, un cône sous l'action des forces d'attraction de la Lune et du Soleil. Le demi-angle au sommet est de $23^\circ 26'$. Ainsi, la direction du pôle nord céleste change au cours du temps. Elle s'écarte de sa direction actuelle (vers l'étoile Polaire), pour se diriger vers celle de l'étoile Véga de la Lyre.

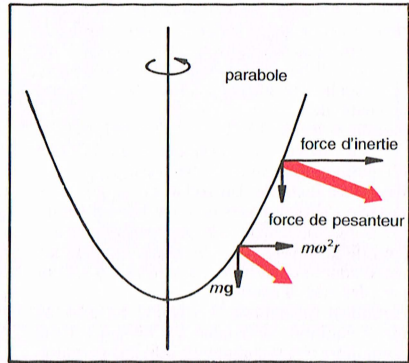
Le *gyroscope*, inventé en 1852 par le physicien français LÉON FOUCAULT, est un appareil comprenant une toupie tournant à grande vitesse autour d'un axe restant fixe dans un référentiel galiléen. Il montra également que le plan dans lequel oscille un pendule reste fixe par rapport à un référentiel galiléen. Son expérience au Panthéon en 1851 permit de mettre en évidence la rotation de la Terre. Les *compas gyroscopiques* sont utilisés dans les dispositifs de stabilisation des satellites ou des missiles. Leur précision est de l'ordre du dixième de degré.



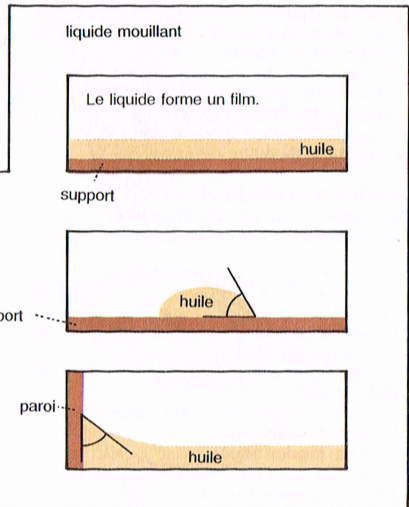
Changements d'état



Action d'une force



Liquide en rotation



Répartition des liquides sur une surface

Les corps sont composés d'atomes, de molécules et d'ions. Ces éléments constitutifs exercent entre eux des forces intermoléculaires. L'état physique d'un corps dépend de l'énergie cinétique de ces différents éléments et des forces intermoléculaires. On distingue quatre états de la matière : solide, liquide, gazeux et l'état de plasma.

Cette répartition est une idéalisation, car il existe en fait un grand nombre d'états intermédiaires comme l'état amorphe du verre qui se situe entre l'état solide et l'état liquide.

État solide

Pour des solides, l'énergie cinétique moyenne de ses constituants est inférieure à leur énergie de liaison. La disposition des constituants est définie, ils ne peuvent qu'osciller ou tourner autour d'une position d'équilibre centrale. Les corps solides ne change pas de forme car ils opposent une très grande *résistance* aux forces extérieures *déformantes*. Les forces extérieures sont compensées par des forces intérieures élastiques. Si des forces déformantes extérieures s'exercent sur un corps élastique, il reviendra à sa forme initiale lorsque celles-ci disparaîtront. Les **cristaux** sont des corps dont l'arrangement des atomes, molécules ou ions est très ordonné. Les cristaux sont généralement anisotropes, c-à-d. que leurs propriétés ne dépendent pas de la direction.

Les *corps amorphes* (par ex. le goudron et le caoutchouc) forment un état intermédiaire entre le solide et le liquide. Leurs constituants se trouvent mélangés aléatoirement. On peut les considérer comme des liquides dont la viscosité est extrêmement grande.

État liquide

Pour les liquides, l'énergie cinétique moyenne des composants est supérieure à leur énergie de liaison, mais reste inférieure aux forces de cohésion.

Les molécules se heurtent facilement entre elles. Les liquides ont un volume déterminé mais pas de forme propre. Un liquide prend la forme du récipient dans lequel il se trouve. L'écart moyen entre les molécules reste pratiquement constant. Pour de petits volumes de liquide, celui-ci tend à prendre la forme d'une boule. Ce phénomène provient de l'*énergie superficielle* du liquide qui tend à augmenter sa surface libre.

Sous l'influence d'une force extérieure, la surface du liquide prend une position perpendiculaire à cette force. Par ex., un liquide en rotation forme un paraboléoïde de rotation. Les *liquides mouillants* sont des liquides qui tendent à abaisser la tension superficielle d'un liquide. La tension superficielle γ est l'énergie nécessaire à l'augmentation de la surface du liquide. Dans le cas des liquides mouillants (par ex. l'eau), la surface du liquide forme un ménisque concave car les forces adhésives du récipient sont plus

grande que les forces intermoléculaires dans le liquide. Par contre, dans le cas des liquides non mouillants (par ex. le mercure), la surface du liquide forme un ménisque convexe.

La tension superficielle donne naissance au phénomène de capillarité qui permet l'ascension d'un liquide à l'intérieur d'un tube.

Les **cristaux liquides** se composent de molécules organiques particulièrement longues qui ont souvent la forme de bâtonnets. Ils sont produits lors de la fusion d'un cristal dans une ou plusieurs directions. Leur structure partiellement ordonnée ne facilite pas leur étude théorique. Les propriétés optiques des cristaux liquides peuvent être modifiées par un champ électrique ou par la chaleur. Ils ont donné naissance à des écrans à haute définition et leur utilisation dans les panneaux d'affichage de grande taille est à l'étude.

Les **quasi-cristaux** sont des structures qui présentent des figures de diffraction identiques aux cristaux, mais dont l'organisation présente des symétries incompatibles avec la structure périodique des réseaux cristallins. Ils sont généralement obtenus par trempe rapide d'alliages à base d'aluminium et de métaux comme le manganèse, le fer ou le cuivre.

État gazeux

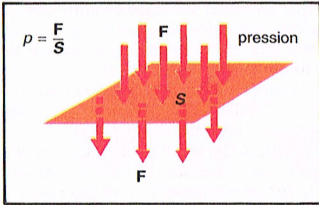
Pour un gaz, l'énergie cinétique moyenne des composants est supérieure à leur énergie de liaison. Les forces intermoléculaires de cohésion peuvent être négligées. Le mouvement des molécules au sein d'un gaz est aléatoire. Un gaz remplit intégralement le récipient qui le contient. La théorie cinétique des gaz a été développée par MAXWELL. La densité des gaz est environ 1000 fois plus faible que celle des liquides ou des solides.

Le **gaz parfait** est constitué de molécules sans volume propre, qui n'interagissent pas entre elles. Le gaz parfait peut être considéré comme un état limite, régi par des lois simples. En pratique, on considère les gaz en général comme des gaz parfaits du fait de leur faible densité.

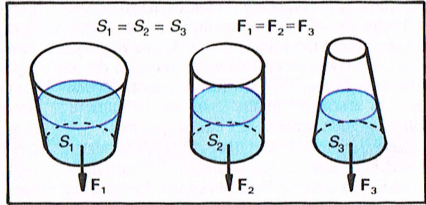
Les **gaz réels** sont des gaz dont les molécules ont un volume propre, à vrai dire très petit, et qui interagissent entre elles. Ils représentent les gaz en général. Des lois approximatives décrivent le comportement des gaz réels. Le **vapeur** est un gaz proche de son point de liquéfaction qui contient déjà des gouttelettes de liquide.

Plasma

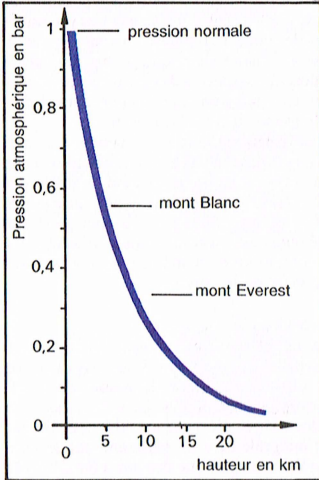
Au contraire des trois premiers états de la matière, dans le plasma, les atomes et les molécules ne sont plus intacts. Le plasma se compose en partie d'ions qui se meuvent librement et d'électrons. On désigne souvent sous le nom de plasma n'importe quel gaz ionisé. Sa densité est la plupart du temps faible par rapport aux corps solides. Les plasmas sont étudiés dans les cas où l'on produit de hautes températures.



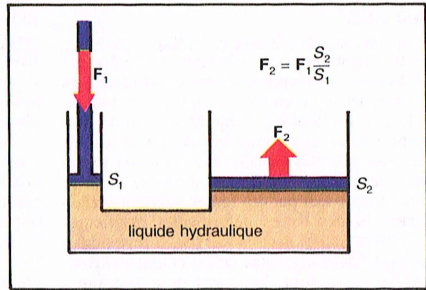
Pression



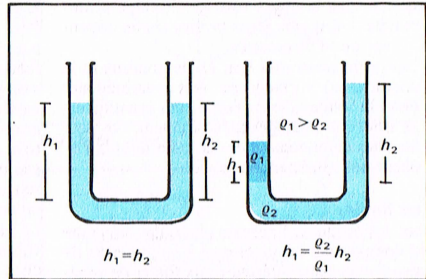
Paradoxe hydrostatique



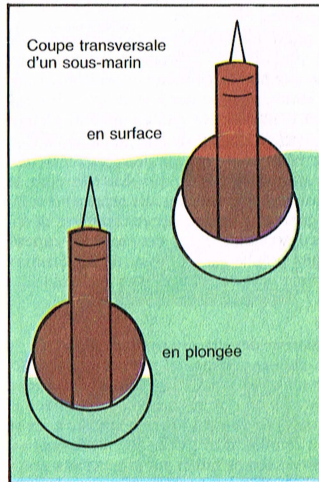
Courbe barométrique



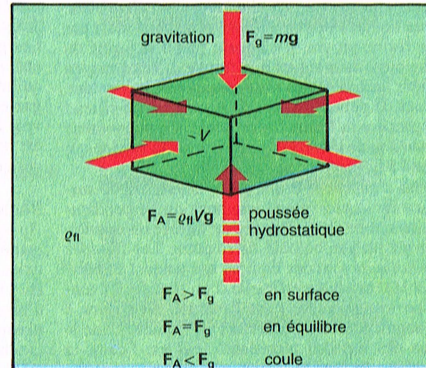
Presse hydraulique



Tubes communicants



Principe de plongée d'un sous-marin



Principe d'Archimède

Si une force F est appliquée normalement sur une surface S , elle exerce sur celle-ci une pression p .

$$p = F/S$$

Pression

avec

F : intensité de la force.

Dans le système S.I., la pression p s'exprime en Pascal (symbole Pa) d'après BLAISE PASCAL (1623-1662), mathématicien, philosophe et physicien.

$$1 \text{ Pa} = 1 \text{ N/m}^2$$

Autres unités de pression :

Bar	bar	$1 \times 10^5 \text{ Pa}$
Atmosphère technique	at	98 066,5 Pa
Atmosphère normale	atm	101 325 Pa
Torr	torr	133,32 Pa
Millimètre de mercure	mm Hg	133,32 Pa

Théorème de Pascal : un liquide incompressible en équilibre transmet intégralement les variations de pression.

Les appareils de mesure de la pression s'appellent des *manomètres* ; les *baromètres* mesurent la pression de l'air. L'homme possède des récepteurs de pression (les corpuscules de Meissner) qui réagissent à des variations de pression locales.

Mesure de la pression

En règle générale, on mesure une différence de pression Δp . Différents manomètres permettent d'effectuer des mesures allant de 10^{-14} atm à 10^4 atm.

Mesure de la pression d'un gaz

Certains baromètres utilisent le fait que le point de fusion d'un liquide dépend de la pression exercée sur sa surface. La mesure des températures doit être très précise, car un changement de pression de 100 Pa entraîne une différence de température de 0,04 °C.

Explorateurs et alpinistes utilisèrent autrefois cette méthode de la mesure du point de fusion de l'eau pour déterminer l'altitude.

Point de fusion de l'eau en °C	Pression de l'air en hPa (mbar)
101,035	1 050
100,76	1 040
100,465	1 030
100,19	1 020
99,895	1 010
99,62	1 000
99,34	990
99,07	980
98,795	970

de verre, d'environ 1 m de long rempli de mercure. Ce tube est vidé de son air et fermé à l'extrémité supérieure. L'autre extrémité plonge dans un bain du même liquide. La colonne de mercure baisse jusqu'à ce que la pression exercée par le mercure soit égale à la pression atmosphérique exercée sur la surface libre du bain. La colonne se maintient ainsi à une hauteur h au-dessus de la surface libre. La portion du tube au-dessus de la colonne est remplie de vapeur de mercure.

La pression atmosphérique vaut :

$$p = h\rho g$$

avec

ρ : masse volumique du mercure ($13,6 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$) ;
 g : intensité de la pesanteur au lieu de la mesure.
 Au niveau de la mer, la hauteur h est voisine de 760 mm. Avec de l'eau, la colonne s'élèverait à environ 10 m.

Le domaine de mesure du baromètre à mercure s'étend de 10^2 Pa à 10^5 Pa.

Le **baromètre anéroïde** est constitué d'une capsule vide d'air possédant un fond élastique qui est repoussé sous l'action d'une pression extérieure. Un système de levier amplifie et transmet ce mouvement à une aiguille.

Le domaine de mesure du baromètre anéroïde s'étend de 10^3 Pa à 10^7 Pa.

Le **manomètre à membrane** est un appareil constitué d'une membrane élastique qui se déforme sous l'action de la pression. La membrane se gonfle dans la direction de la pression la plus faible. Ce déplacement est retransmis mécaniquement par des leviers à une aiguille. Le domaine de mesure du manomètre à membrane s'étend de 10^3 Pa à 10^7 Pa.

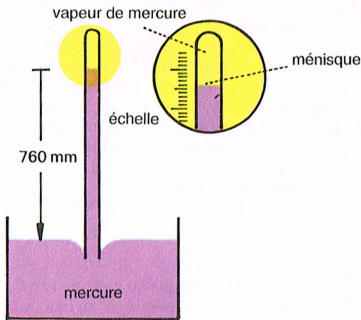
La **mesure du vide** est réalisée par des appareils capables de mesurer des forces de très faible intensité étant donné la faible quantité de gaz présent.

On peut donner la répartition suivante de la qualité du vide :

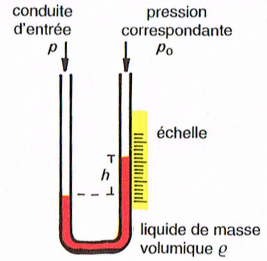
$(1 - 10^{-3})$ bar	vide approximatif
$(10^{-3} - 10^{-4})$ bar	vide assez élevé
$(10^{-4} - 10^{-10})$ bar	vide élevé
(en dessous de 10^{-10}) bar	vide très élevé

Le **manomètre de McLeod** est un appareil très précis. On effectue une compression isotherme d'un gaz de volume initial V_1 à un volume final V_2 sous la pression p à mesurer. On mesure la pression P qu'il exerce alors. On déduit du rapport des volumes le rapport des pressions en utilisant la loi de Mariotte. Le domaine de mesure de cet appareil est très large : 10^{-4} Pa à 10^3 Pa.

TORRICELLI (1608-1647) mit au point en 1643 le **baromètre à mercure**. Il est constitué d'un tube

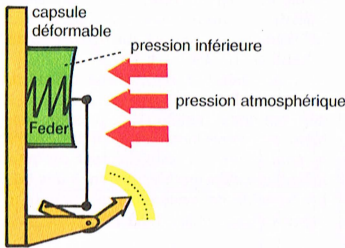


Manomètre à mercure de Torricelli

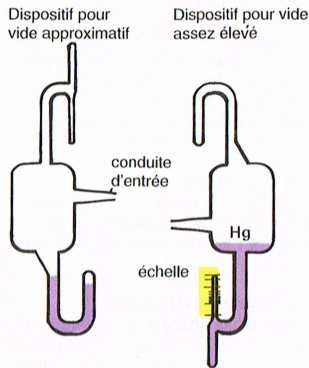


$$p_0 - p = \Delta p = \rho h g$$

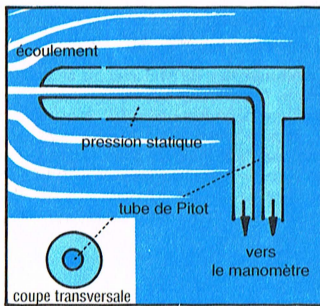
Manomètre à liquide



Baromètre anéroïde

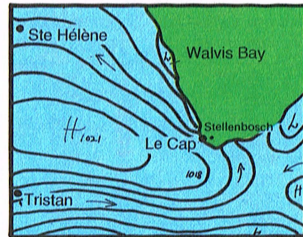


Manomètre de McLeod



Tube de Prandtl

Représentation des isobares sur une carte météorologique



Isobares en hPa

Isobares des pressions atmosphériques

Le **manomètre de Pirani** a pour principe le fait que la conduction de la chaleur dépend de la quantité de matière présente dans un volume déterminé. On mesure la température d'une thermistance placée dans l'enceinte de mesure. Celle-ci est proportionnelle à la pression du gaz. Cet appareil permet de mesurer des pressions inférieures à 0,1 Pa.

Le **manomètre de Penning** utilise le fait que des électrons qui percutent des molécules de gaz forment des ions.

Les électrons sont émis par deux électrodes plongées dans un champ magnétique qui a pour effet de leur imposer un parcours en spirale de plus grande longueur. Les électrodes du manomètre mesurent le courant d'ionisation ainsi créé. Ce courant dépend de la pression régnant dans l'enceinte. Le domaine de mesure de cet appareil s'étend de 0,01 Pa à 10^{-7} Pa.

Le **manomètre à ionisation** mesure le courant des ions positifs créés entre deux électrodes cylindriques. Ce courant d'ionisation est dépendant de la pression régnant entre celles-ci. Le domaine de mesure s'étend de 10^{-12} Pa à 10^{-3} Pa.

Les **hautes pressions**, c.-à-d. les pressions bien supérieures à la pression de l'air normale, sont mesurées à l'aide des manomètres précédemment cités mais aussi par des appareils spécifiques.

Les manomètres à compression utilisent le fait que quelques métaux (par ex. le plomb) se déforment sous l'effet de la pression de manière irréversible. Cette déformation est proportionnelle à la pression subie par le métal pendant la durée de la mesure.

Certains manomètres mettent à profit le phénomène de piézo-électricité. Ils utilisent des cristaux (par ex. le quartz) dans lesquels il apparaît une tension électrique sous l'action d'une déformation élastique. Cet effet étant réversible, on peut mesurer avec ces appareils des changements de pression de grande amplitude.

Les manomètres à résistance reposent sur le fait que la résistance électrique de certains métaux et alliages (par ex. alliages de manganèse) est fonction de la pression extérieure.

La **pression atmosphérique** correspond au poids de l'air qui est au-dessus d'une surface. La pression atmosphérique est une fonction de la masse volumique de l'air. Comme la masse volumique diminue avec l'altitude, la pression diminue également :

$$p_h = p_0 e^{-h/H}$$

avec

p_h : pression de l'air à l'altitude h ; p_0 : pression de l'air au niveau de la mer ; $H = 8\,005$ m ; h : hauteur au-dessus du niveau de la mer, mesurée en m.

Exemple : si la pression au niveau de la mer est $p_0 = 1$ bar, la pression au sommet du mont Everest est $p = e^{-(8848/8005)} = 0,331$ bar.

La pression est divisée par deux pour une augmentation d'altitude de 5 500 m.

Pression normale de l'air : 760 mm Hg = 101 325 Pa.

Cette relation permet de déterminer l'altitude d'un lieu grâce à une mesure de la pression.

Les lignes de même pression sont appelées des isobares. Sur des cartes météorologiques, elles délimitent différentes zones de pression.

Mesure de la pression d'un liquide

La pression d'un liquide peut, en principe, être mesurée avec tous les manomètres décrits ci-dessus.

Il existe cependant des manomètres spéciaux pour mesurer la pression dans les liquides.

Le **tube de Pitot** (développé en 1732 par HENRI PITOT, 1695-1771) est un tube à deux extrémités dont l'une est orientée dans la direction du mouvement (mesure de la pression dynamique), l'autre est perpendiculaire à cette direction (mesure de la pression statique). Il mesure la pression dynamique par différence entre la pression totale et la pression statique des gaz et des liquides. On l'utilise dans les avions afin de déterminer leur vitesse à partir de la pression mesurée.

Le **tube de Prandtl** auquel LUDWIG PRANDTL (1875-1953) a laissé son nom est un tube de Pitot placé à l'intérieur d'un tube plus grand, concentrique et fermé à l'avant. Ce tube extérieur comporte des ouvertures permettant la mesure de la pression statique. Comme cet instrument mesure simultanément la pression totale et la pression statique, on obtient par différence la pression dynamique du liquide en écoulement.

Le **tensiomètre médical** (ou sphygmomano-mètre) mesure la pression statique. On place un brassard gonflable au bras du sujet et on comprime une artère au-dessus du pli du coude. Cette pression doit être suffisante pour obstruer le vaisseau sanguin. On diminue ensuite lentement la pression. La pression maximale correspond au début de l'audition des battements artériels réalisée à l'aide d'un stéthoscope. La pression minimale correspond à l'audition du dernier bruit. A ce moment, la pression du sang et du brassard sont identiques.

58 Mécanique / Pression III

La **pression hydrostatique** d'un liquide est créée par le poids du liquide sur le fond d'un récipient. La pression augmente avec la profondeur de l'eau.

$$p = p_0 + \rho gh$$

Pression de l'eau

avec

p : pression à la profondeur h ; p_0 : pression à la surface libre du liquide ; ρ : masse volumique du liquide.

La pression de l'eau augmente linéairement avec la profondeur.

Exemple : la pression s'exerçant sur un plongeur à 30 m au-dessous de la surface de l'eau est égale à :

$$p = (1 \times 10^5 + 1\,000 \times 9,81 \times 30) \text{ Pa} = 3,94 \times 10^5 \text{ Pa} = 3,94 \text{ bars.}$$

La pression de l'eau au fond d'un récipient ne dépend pas de la forme du récipient, mais uniquement de la hauteur d'eau et de l'aire du fond.

La **compressibilité** (symbole χ) d'un corps nous indique de combien le volume diminue au fur et à mesure que la pression augmente.

$$\chi = -(\Delta V / \Delta p) / V_0$$

Compressibilité

avec

V_0 : volume initial ; ΔV : variation de volume pour une variation de pression Δp . χ est mesurée en m^2/N ou en $1/\text{Pa}$. L'ordre de grandeur de χ pour les liquides est : 10^{-9} Pa^{-1} et pour les solides : 10^{-11} Pa^{-1} .

Ainsi, un cube solide de 1 m^3 soumis à une pression de 1 Pa verra son volume diminuer de $0,01 \text{ mm}^3$!

La compressibilité d'un liquide est mesurée à l'aide d'un instrument constitué d'un récipient équipé d'un manomètre. On mesure la pression exercée sur le liquide par l'intermédiaire d'un capillaire gradué dans lequel monte du mercure. L'ascension du mercure mesure la diminution de volume.

La **presse hydraulique** utilise les propriétés des liquides : très faible compressibilité et répartition uniforme de la pression extérieure sur ceux-ci. Elle est constituée de deux pistons, de sections transversales très différentes, remplis avec un liquide hydraulique (huile). Ces cylindres sont reliés l'un à l'autre par un tube fin. Lorsque les deux pistons de sections A_1 et A_2 sont soumis à des forces F_1 et F_2 , il y a équilibre lorsque $F_1/A_1 = F_2/A_2$. A l'intérieur du liquide, la pression est partout la même, alors la valeur de la force F_2 s'exerçant sur le second piston est :

$$F_2 = F_1(A_2/A_1).$$

Le travail fourni par les deux pistons étant de même grandeur, la force exercée sur l'un des pistons est amplifiée sur l'autre.

Tubes communicants en U. Si un liquide se trouve dans les branches d'un tube en U, les deux niveaux de liquide se trouvent à la même

hauteur, même lorsque les sections transversales sont différentes. On a :

$$F_1/A_1 = F_2/A_2 \text{ car } p = F/A.$$

Si dans les deux branches, se trouvent des liquides aux masses volumiques différentes ρ_1 et ρ_2 , on a :

$$\rho_1 h_1 = \rho_2 h_2$$

avec

h_1, h_2 : hauteurs respectives des liquides.

On peut mesurer ainsi les masses volumiques de liquides non miscibles, l'un étant pris comme référence.

Poussée. Si un corps plonge dans un liquide, la poussée est une force verticale égale et opposée au poids du liquide déplacé :

$$F_A = \rho Vg$$

Principe d'Archimède

avec

ρ : masse volumique du liquide ; V : volume du liquide déplacé.

F_A est appliquée au centre de gravité du liquide déplacé et est opposée à la force de pesanteur F_g .

On a :

$$F_A > F_g \quad \text{Le corps reste en surface}$$

$$F_A = F_g \quad \text{Le corps est en équilibre}$$

$$F_A < F_g \quad \text{Le corps coule}$$

Exemple : Dans un sous-marin en immersion, la force de pesanteur est plus importante (les ballasts sont remplis d'eau). Mais si l'on fait sortir l'eau avec de l'air comprimé, la force de poussée s'élève jusqu'à ce qu'elle compense la force de pesanteur : le sous-marin flotte entre deux eaux. En poursuivant l'évacuation de l'eau des ballasts, il remonte en surface. Il sort de l'eau jusqu'à ce que son poids propre soit égal au poids de l'eau déplacée.

Stabilité du sous-marin. Le sous-marin est stable si son centre de gravité est situé en dessous du centre de gravité du liquide déplacé. Chaque tangage est à l'origine d'un moment de force

$$M = r \wedge F_A$$

avec r : vecteur de position du centre de gravité du sous-marin par rapport au centre de gravité du liquide déplacé.

Le moment des forces tend à replacer le sous-marin dans sa position d'équilibre.

Interprétation cinétique de la **pression des gaz** : dans un gaz, les molécules sont animées d'un mouvement désordonné et se heurtent sans arrêt. Elles échangent ainsi de l'énergie cinétique et de la quantité de mouvement. Leur vitesse se situe autour d'une valeur moyenne. Par ex., à température ambiante, les molécules présentes dans l'air se heurtent environ $10^7 - 10^{10}$ fois par seconde. Les vitesses se situent entre 100 m/s et 3 000 m/s. A 20 °C, la vitesse moyenne des molécules de dioxygène et de diazote est voisine de 500 m/s.

La répartition des vitesses des molécules est régie par la loi de distribution de Maxwell-Boltzmann. La pression a pour origine les chocs des molécules contre les parois. Il y a transmission de la quantité de mouvement p des molécules à la paroi.

Chaque molécule transmet, lors du choc, une quantité de mouvement $p = 2mv$; $n/6$ de toutes les molécules atteignent une paroi d'un récipient rectangulaire.

La pression ayant pour origine les chocs des molécules sur les parois a pour expression :

$$p = (nm\langle v^2 \rangle)/3 \quad \text{Équation de Bernoulli}$$

qui porte le nom de DANIEL BERNOULLI (1700-1782).

avec

p : pression du gaz ; $n = N/V$: nombre de molécules par unité de volume ; V : volume du gaz ; $\langle v^2 \rangle$: moyenne du carré des vitesses des molécules.

Hypothèse d'Avogadro. AMEDEO AVOGADRO (1776-1856) posa l'hypothèse suivante : dans les mêmes conditions de température et de pression, un même volume de gaz contient le même nombre de molécules.

$$N_A = 6,0221 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1} \quad \text{Constante d'Avogadro}$$

Le volume molaire (symbole V_m) d'un gaz parfait, dans les conditions normales de température et de pression, est une constante. On a :

$$V_m = 22,4138 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{mol} \quad \text{Volume molaire}$$

pour

$$T = 273,15 \text{ K} ; p = 101\,325 \text{ Pa.}$$

Pour les gaz réels, la valeur du volume molaire (m^3/mol) varie selon la nature du gaz :

Hélium	0,022415
Hydrogène	0,022428
Oxygène	0,022393
Azote	0,022404
Dioxyde de carbone	0,022262
Ammoniac	0,022076

De plus, on a :

Constante de Loschmidt (symbole n_0)

$$n_0 = N_A/V_m = 2,68675 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$$

Un **gaz parfait** est un gaz dont l'équation d'état est :

$$pV = nRT \quad \text{Équation des gaz parfaits}$$

avec

n : nombre de moles contenues dans le volume V ; $R = 8,3144 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$: constante des gaz parfaits ; T : température du gaz.

Dans un gaz parfait, les molécules ont un volume propre négligeable et n'interagissent pratiquement pas entre elles.

H_2 , He , N_2 peuvent être considérés, à température normale, comme des gaz parfaits.

Vapeur. La vapeur saturante est en équilibre avec le liquide de même composition chimique. Elle ne se comporte pas comme un gaz parfait. Par contre, la vapeur non saturante peut être considérée comme un gaz parfait.

La pression p d'un mélange de gaz parfaits est :

$$p = p_1 + p_2 + \dots \quad \text{Loi de Dalton}$$

(d'après JOHN DALTON, 1766-1844).

avec

p : pression totale du mélange gazeux ; p_1 : pression partielle du gaz 1 ; p_2 : pression partielle du gaz 2 ; etc.

La **pression interne** d'un gaz est la pression ayant pour origine les actions mutuelles des molécules. On tient compte dans ce cas des volumes propres des molécules et elles ne sont plus considérées comme des masses ponctuelles.

$$p_i = (\alpha n^2)/3 \quad \text{Pression interne}$$

avec

p_i : pression interne d'un gaz réel ; α : une constante traduisant l'interaction mutuelle des molécules ; d : distance moyenne entre les molécules ; n : densité de particules.

p_i a une valeur différente pour chaque gaz.

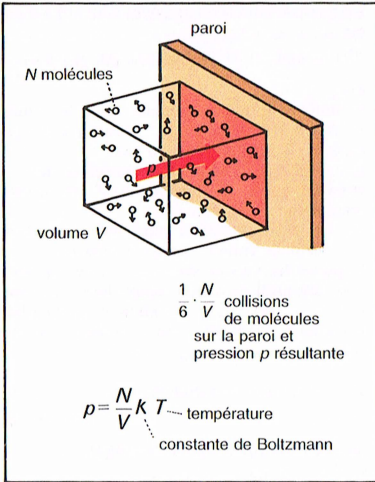
On peut également définir, pour les gaz, le module de compressibilité :

$$K = -V\Delta p/\Delta V$$

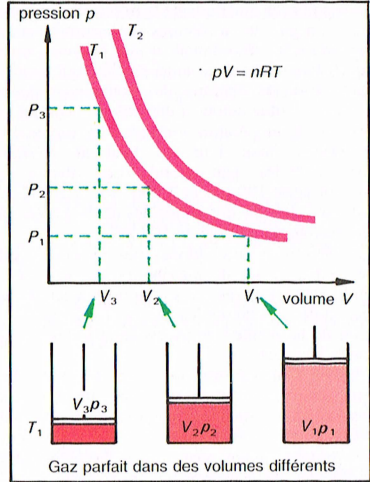
avec

ΔV : faible variation de volume pour une faible variation de pression Δp , à température constante.

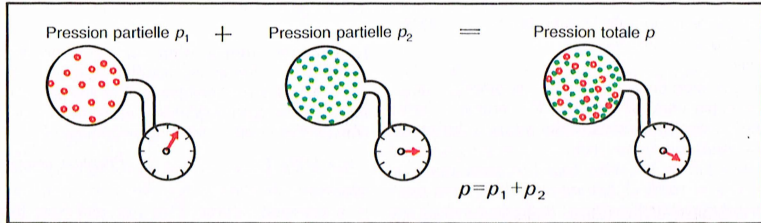
K est l'inverse du coefficient de compressibilité χ .



Pression d'un gaz



Isothermes d'un gaz parfait



Loi de Dalton

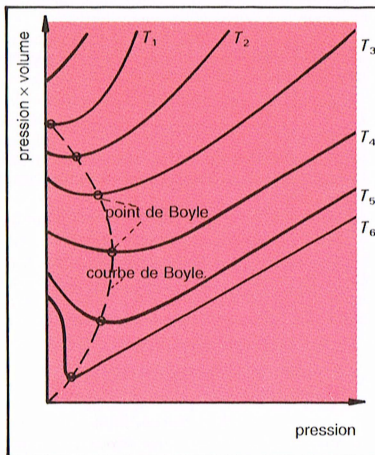
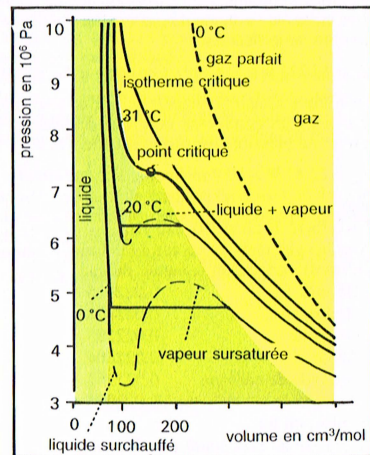


Diagramme Amagat



Isotherme d'un gaz réel (CO_2)

Dans le cas des gaz réels, on tient compte du volume propre des molécules (covolume) et de la pression interne. L'équation d'état pour les gaz réels à température constante s'écrit alors :

$$(P + p_i) \times (V - b) = nRT \quad \text{Loi de Van der Waals}$$

(d'après JOHANNES VAN DER WAALS, 1837 – 1923), avec

p : pression extérieure ; p_i : pression interne du gaz ; V : volume molaire du gaz ; b : volume propre des molécules.

Par ex., dans le cas du dioxyde de carbone CO_2 , le volume propre est égal à $4,3 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{mol}$.

Dans l'équation d'état pour les gaz réels, la pression interne p_i est ajoutée à la pression externe p et le volume propre des molécules b est soustrait du volume molaire V du gaz. Ainsi des gaz très raréfiés se comportent comme un gaz parfait. Dans le diagramme p, V , les hyperboles suivent la loi de Boyle-Mariotte ; pour chaque température T , il existe une autre hyperbole parallèle. Le même rapport pour des gaz réels est plus complexe. (voir fig. des isothermes pour le CO_2 p. 60).

Si on comprime un volume initial de 500 cm^3 selon l'isotherme de 20°C , la pression du gaz monte alors comme celle d'un gaz parfait jusqu'au volume $V = 220 \text{ cm}^3$. Au-delà de cette limite, la pression du gaz n'augmente plus. Elle reste constante, car une partie croissante de CO_2 se liquéfie. Dans ces conditions, les deux états gazeux et liquide coexistent. Si tout le gaz s'est transformé en liquide (à environ $100 \text{ cm}^3/\text{mol}$), et que l'on continue à augmenter la pression, le volume n'évolue plus car les liquides ne sont pas compressibles.

Dans certaines conditions expérimentales, on réussit à suivre, en partie, le tracé de la courbe. On fabrique ainsi une vapeur sursaturée ou un liquide surchauffé. Ce sont des domaines instables qui peuvent être à l'origine d'explosion par retour à un état normalisé.

Si on suit le tracé de chacun des isothermes pour des températures croissantes, on atteint un isotherme (pour CO_2 celui de 31°C) qui se confond avec la limite du changement d'état. Le point d'inflexion de la courbe est appelé le **point critique**. Au-delà de ce point, on n'observe plus de discontinuité dans la transformation. L'isotherme correspondant s'appelle **isotherme critique**.

Comme on le voit sur le diagramme, pour des températures au-dessus du point critique (pour le CO_2 , $7,3 \times 10^6 \text{ Pa} = 73 \text{ bars}$), on peut augmenter la pression sans que le gaz se liquéfie. Le système est dans un état gazeux permanent. Le point critique est une grandeur d'état importante pour chaque gaz.

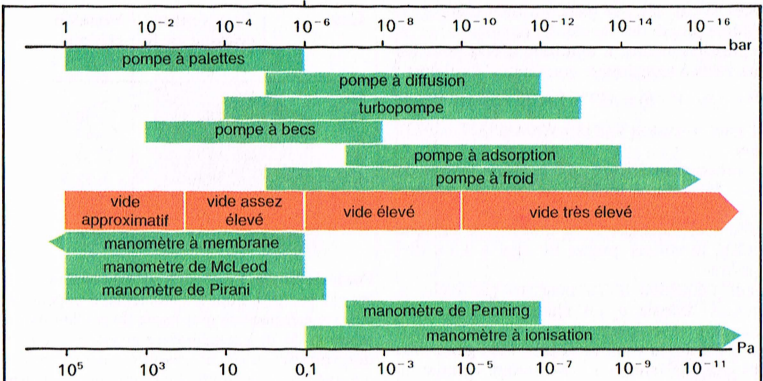
Gaz	Température critique en K	Pression critique en 10^5 Pa
He	5,3	2,26
O ₂	154,4	50,8
N ₂	126,1	35
Air	132,5	37,2
CO ₂	304,2	72,9
Cl ₂	417	76,9
Acétylène	309	62,6

Point de Boyle. Le produit pV est constant pour les gaz parfaits. Pour les gaz réels, il dépend de p . La représentation graphique du produit pV en fonction de p , à température constante, appelé **diagramme Amagat** montre un minimum nommé point de Boyle. Le diagramme Amagat indique distinctement la différence de comportement entre un gaz réel et un gaz parfait.

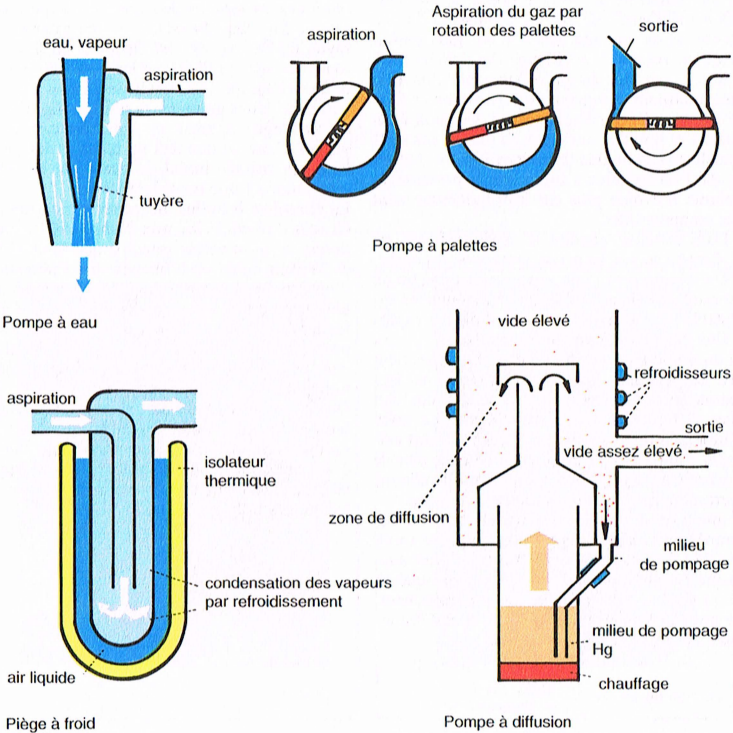
La **chambre à brouillard** (chambre de Wilson), construite en 1912 par CHARLES WILSON (1868-1954), prix Nobel 1927, fut largement utilisée en physique nucléaire et atomique. Une chambre à gaz est remplie de vapeur d'eau pure sursaturée dans laquelle on envoie de l'extérieur un rayon ionisé (par ex. des électrons ou des protons). Les ions produits par les particules le long de la trajectoire vont servir de germes de condensation à des gouttelettes d'eau. Afin d'obtenir le degré optimal de sursaturation de la vapeur d'eau au moment du passage des particules, le volume initial de gaz de la chambre sera soumis à une brusque détente.

La **chambre à bulles**, découverte par DONALD GLASER (né en 1926, prix Nobel 1960), fonctionne selon le même principe que la chambre de Wilson, mais se différencie par l'utilisation d'un liquide tel que l'hydrogène maintenu à une température très basse de -243°C . Les particules ionisées sont envoyées dans la chambre et produisent des bulles de gaz. Ces bulles permettent de suivre leurs trajectoires qui seront photographiées, puis étudiées.

On utilise aujourd'hui principalement la chambre à bulles plutôt que la chambre à brouillard, car elle permet d'observer un plus grand nombre d'« événements ». La résolution de ces appareils a été récemment accrue par l'utilisation de techniques holographiques.



Pompes à vide et Échelle de mesure



Les **pompes** mettent en mouvement un fluide (liquide ou gaz) et peuvent ainsi créer une dépression ou une élévation de pression dans un récipient fermé. Les pompes sont caractérisées par une capacité d'aspiration, mesurée en L/s, et par la pression finale atteinte dans la conduite d'aspiration.

Dans le cas de la **pompe à piston**, un piston est en mouvement alternatif dans une enceinte. Pendant la phase d'aspiration, une force extérieure fait bouger le piston de telle sorte qu'il augmente le volume de l'enceinte. Une dépression est créée dans la conduite d'aspiration et le fluide pénètre à l'intérieur lors de l'ouverture d'une valve. La force extérieure inverse ensuite le mouvement du piston et provoque une élévation de la pression. Cette surpression dans l'enceinte pousse le liquide vers la soupape de sortie qui s'ouvre alors.

La **pompe à membrane** est une pompe dont le piston est remplacé par une membrane élastique souple.

Dans le cas de la **pompe rotative**, le fluide pénètre dans le logement de la pompe et est accéléré grâce à un rotor dont la vitesse de rotation est très grande. Le fluide sort à la périphérie à une pression plus élevée.

Les pompes à vide

Dans les **pompes à palettes**, un piston fendu, disposé de manière excentrique, est en rotation. Le gaz est aspiré par rotation des palettes, puis évacué à l'extérieur par l'ouverture d'une soupape. La pression finale (dans le cas des modèles à plusieurs étages) peut atteindre quelques Pa.

Les **pompes à becs** possèdent deux pistons munis de becs qui modifient le volume de l'enceinte lors de leur rotation. Ces pistons glissent l'un contre l'autre en tournant et créent ainsi un effet de pompe. La puissance d'aspiration de cette pompe est très grande. La pression finale atteinte est de l'ordre de quelques Pa.

Les **pompes turbo-moléculaires** atteignent des pressions finales de 10^{-8} Pa. Dans le logement de la pompe, un rotor tourne très rapidement. Un gaz à faible pression pénètre dans le logement de la pompe. Les molécules de ce gaz rebondissent de nombreuses fois sur le rotor et, par suite de ces nombreux chocs, acquièrent des vitesses plus élevées. Elles quittent tangentiellement l'enceinte de la pompe. Une pression initiale trop élevée ne permet pas aux turbopompes de fonctionner correctement, car dans ce cas les vitesses des molécules ne sont déterminées que par leur mouvement thermique.

Les **pompes à diffusion** utilisent un jet de vapeur d'entraînement (mercure) comme agent de pompage. Le gaz à pomper se diffuse dans la vapeur de mercure et est entraîné vers une partie froide pour être condensé. La pression initiale doit être de quelques Pa ; la pression finale est d'environ 10^{-7} Pa.

Les **pompes à adsorption** ont pour principe la fixation des gaz sur une surface en titane. Les couches chargées en gaz sont renouvelées sans arrêt. Ces pompes travaillent dans le domaine de l'ultravide.

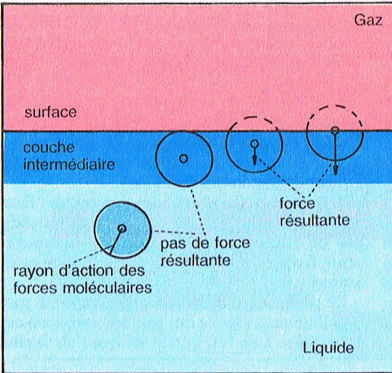
L'adsorption est la rétention d'un gaz à la surface d'un solide, grâce à l'existence de forces inter- et intra-moléculaires. De bons milieux adsorbants sont le charbon de bois et les silicates d'aluminium (zéolithe).

Les **pompes à froid** sont des pompes qui fixent les gaz déjà raréfiés sur des surfaces refroidies par de l'hélium liquide. Ces gaz se trouvent ainsi fixés et éliminés par renouvellement des surfaces.

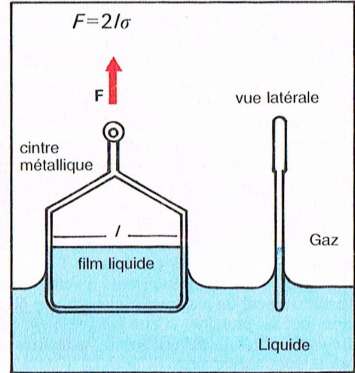
Le **piège à froid** est une pompe à froid particulièrement simple qui gèle les vapeurs à capter grâce à un réfrigérant tel que l'air liquide.

Les **presses** sont des machines permettant d'obtenir une haute pression statique. Une haute pression dynamique, c.-à-d. une haute pression brève, est en règle générale la conséquence d'ondes de choc.

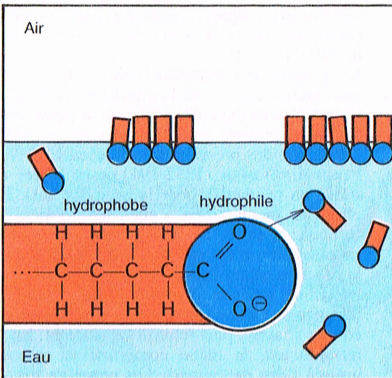
Les **presses hydrauliques** (voir p. 58) reposent sur l'incompressibilité du liquide hydraulique. La synthèse de diamants artificiels de petite taille peut être réalisée par des appareils capables d'atteindre des pressions très élevées. En 1955, PERCY BRIDGMAN (1882-1961, prix Nobel en 1946) en synthétisa pour la première fois. En effet, le diamant est l'une des formes du carbone : il existe le carbone amorphe dont la cristallisation n'est pas régulière, le graphite à la structure en feuillets et le diamant de structure cristalline cubique. On utilise au départ un mélange de carbone et de métal. Ce mélange est ensuite chauffé, puis refroidi rapidement. En se refroidissant, le métal comprime le carbone jusqu'à l'état de diamant. Les pressions nécessaires sont d'environ 10^5 bars et les températures de l'ordre de 1500°C . Ces diamants sont utilisés en industrie pour leur très grande dureté. Les **ondes de chocs** créées lors d'explosions sont à l'origine de pressions dynamiques pouvant atteindre des valeurs de l'ordre de 10^{12} Pa.



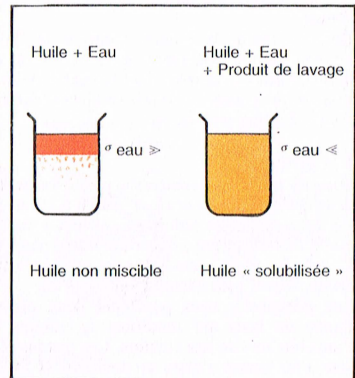
Origine de la tension superficielle



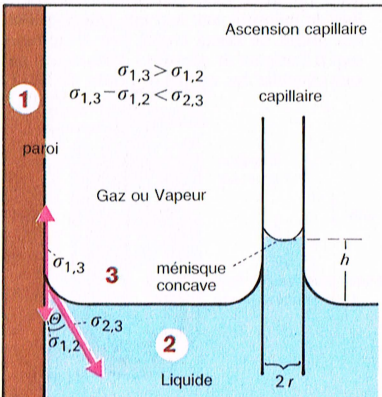
Détermination de la tension superficielle



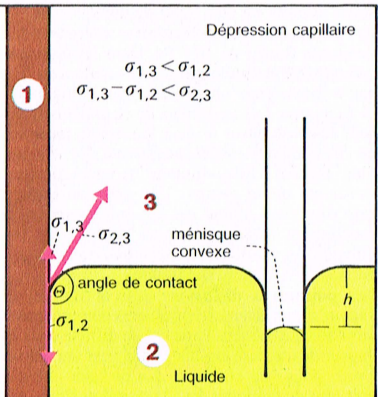
Substance tensioactive



Action des produits lavants



Capillarité d'un liquide



A l'intérieur d'un liquide, chaque molécule est entourée de tous côtés par d'autres molécules. Ces molécules sont soumises à des interactions dont la somme est nulle. A l'interface de deux phases (par ex. liquide-solide), la somme de ces interactions est non nulle, il existe donc des forces intermoléculaires attractives qui assurent la cohésion du liquide. La **tension superficielle** est une force qui s'exerce par unité de longueur d'une ligne de contact qui sépare deux phases. Elle dépend de la nature du liquide, de la température et de la composition de la surface. Elle est notée σ ou γ et s'exprime en N/m.

σ = force perpendiculaire à la ligne de séparation / longueur de la ligne. L'énergie superficielle correspond au travail qu'il faut fournir pour augmenter la surface libre du liquide. Elle s'exprime en J/m².

Valeurs de la tension superficielle d'un liquide dans l'air à une température de 18 °C (en N/m) :

Hg	0,471
Eau (18 °C)	0,0729
Eau (50 °C)	0,0679
Eau (80 °C)	0,0626
Benzène	0,029
Éther	0,017
Glycérine	0,0625
Huile d'olive	0,033

On constate que σ diminue avec la température. De plus, elle est très sensible à la présence d'impuretés.

Les produits de lavage, comme par ex. les savons, sont des substances très actives en surface (produit mouillant). Ils réduisent la tension superficielle de l'eau et conduisent à un mouillage important des impuretés.

σ peut être mesurée à l'aide de la méthode du cintre :

Si on plonge un cintre léger en fil de fer verticalement dans l'eau et qu'on le ressort lentement, on peut observer à l'intérieur du cintre une lamelle de liquide.

$$\sigma = F/2l \quad \text{Tension superficielle}$$

F : force qu'il faut exercer vers le haut ; l : largeur du cintre.

Si on sort le cintre de l'eau de telle sorte que le film de liquide ne se déchire pas, on peut calculer σ à partir de la valeur de F .

Exemple : Théoriquement, pour faire sortir une largeur de 1 cm de film d'eau jusqu'au point de rupture, il faut exercer une force $F = 2\sigma l = 1,58 \times 10^{-3}$ N. On constate que si on sort cette membrane avec un dispositif relié à une balance, une masse de 0,161 g est nécessaire. Cette masse correspond à une force :

$$F = mg = 0,0161 \times 10^{-3} \times 9,81 = 1,58 \times 10^{-3} \text{ N.}$$

On pourra, à partir de cette valeur, retrouver σ .

L'énergie de surface des liquides est minimale. Si aucune autre force n'agit sur le liquide, il forme une goutte en forme de bille, comme les bulles de gaz dans un liquide. En effet, la

surface de la bille est soumise à une force dirigée vers son centre, qui tend à la contracter. On peut assimiler cette action à celle d'une pression appelée pression superficielle :

$$p = 2\sigma/r \quad r : \text{rayon de la bille.}$$

Exemple : Si une tension superficielle s'exerce sur une goutte de Hg de 3 mm de diamètre, la pression superficielle dirigée vers le centre de la goutte est égale à $p = 314$ Pa.

Capillarité

Si un liquide est en contact avec un corps solide, on observe un **angle de contact** entre la paroi solide et le liquide, donc à la ligne de contact solide-liquide-gaz. On a :

$$\cos \theta = \frac{\sigma_{1,3} - \sigma_{1,2}}{\sigma_{2,3}} \quad \text{Loi de la capillarité}$$

θ : angle de contact ; $\sigma_{1,2}$: tension superficielle (solide-liquide) ; $\sigma_{1,3}$: tension superficielle (solide-gaz) ; $\sigma_{2,3}$: tension superficielle (liquide-gaz).

Cas d'une différence positive :

Si $\sigma_{1,3} - \sigma_{1,2} > \sigma_{2,3}$, le liquide monte le long de la paroi. Par ex., le pétrole sur du verre. Ce type de liquide est appelé liquide mouillant.

Si $\sigma_{1,3} - \sigma_{1,2} = \sigma_{2,3}$, on en déduit que $\theta = 0^\circ$.

Si $\sigma_{1,3} - \sigma_{1,2} < \sigma_{2,3}$, on en déduit que $\theta > 90^\circ$. Par ex., l'eau sur le verre.

Cas d'une différence négative :

Si $\sigma_{1,2} > \sigma_{1,3}$, on en déduit que $\theta > 90^\circ$. Par ex., Hg sur le verre. La capillarité est une conséquence de la tension superficielle.

Le **ménisque** est une déformation de la surface d'un liquide contenu dans un tube.

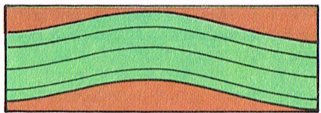
Si on plonge un tube capillaire dans de l'eau, le ménisque est concave et sa surface frontière avec l'air est au-dessus du niveau du liquide. Il s'agit d'une **ascension capillaire**. On dit que le liquide est mouillant.

Si on plonge le tube dans du mercure, on observe une chute de Hg dans le capillaire. Il s'agit d'une **dépression capillaire**. Son ménisque est convexe. On dit qu'il s'agit d'un liquide non mouillant.

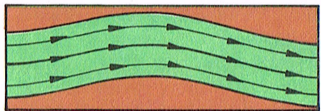
La hauteur maximale d'ascension (entre le niveau du liquide et la position du ménisque) est donnée par la relation :

$$h = \frac{2\sigma}{r\rho g} \cos \theta \quad \text{Hauteur d'ascension}$$

h : hauteur maximale d'ascension ; r : rayon du capillaire ; ρ : masse volumique du liquide ; $g = 9,81$ m/s².



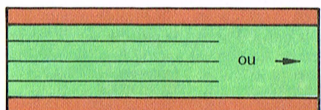
Trajectoire



Lignes de courant

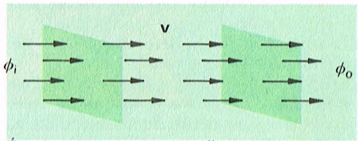


Écoulement élevé

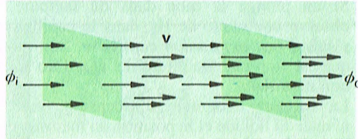


Écoulement faible

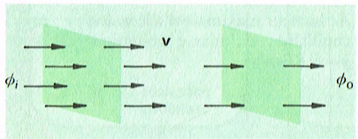
Présentation d'écoulements



Écoulement sans source, $\text{div } \mathbf{v} = 0$ $\phi_1 = \phi_0$

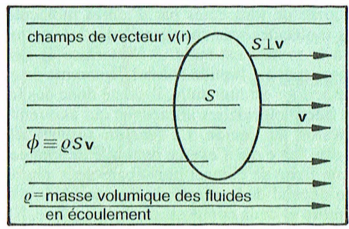


Source $\text{div } \mathbf{v} > 0$ $\phi_1 < \phi_0$

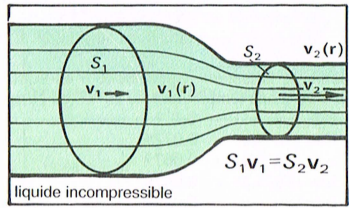


Puits $\text{div } \mathbf{v} < 0$ $\phi_1 > \phi_0$

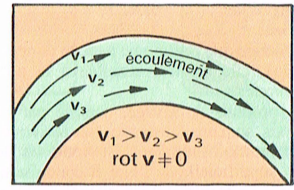
Divergence d'un écoulement



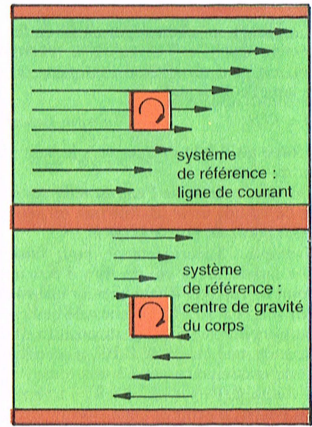
Définition : flux ϕ



Équation de continuité



Écoulement dans une courbe



Corps dans un tourbillon

Le **champ de vecteurs** $\mathbf{v} = \mathbf{v}(r) = \mathbf{v}(x, y, z, t)$ décrit un **écoulement**. Si l'on introduit de petites particules dans l'écoulement, celui-ci devient visible.

Chaque particule décrit une trajectoire. Les tangentes à chaque point de la trajectoire s'appellent des **lignes de courant**.

Un **écoulement stationnaire** est indépendant du temps, $\mathbf{v}$ ne dépend que des trois coordonnées de l'espace x, y , et z . Dans un écoulement stationnaire, les lignes de courant et de trajectoire coïncident.

Dans les liquides, la masse volumique reste généralement constante. L'écoulement est appelé dans ce cas **écoulement incompressible**.

Pour les écoulements gazeux, ce n'est pas toujours le cas. En particulier, la masse volumique d'un gaz change lorsque sa vitesse s'approche de la vitesse du son.

L'hydrodynamique décrit le comportement des fluides incompressibles.

Le **débit de fluide** ou **flux de masse** (noté Φ) est la quantité de liquide qui coule par unité de temps à travers une surface fermée.

$$\Phi = \rho \mathbf{v} S \quad \text{Flux}$$

avec

ρ : masse volumique ; $\mathbf{v}$: intensité de la vitesse ; S : surface traversée par le flux. Si les vecteurs vitesse forment un angle avec la normale à la surface, on a :

$$\Phi = \rho \mathbf{v} S \cos \beta$$

Pour un flux stationnaire, on a alors :

$$d\Phi/dt = 0 \quad \text{Flux stationnaire}$$

La **densité de courant** (symbole $\mathbf{j}$) est :

$$\mathbf{j} = \rho \mathbf{v} \quad \text{Densité de courant}$$

$\mathbf{j}$ est un vecteur colinéaire à $\mathbf{v}$.

Dans le cas de l'étude d'un flux dans un volume, on peut distinguer deux cas :

Lorsque la variation de flux est positive, il existe une source où le fluide sort avec un débit constant :

$$\Phi_A - \Phi_E > 0 \quad \text{Source}$$

Si la variation est négative, il existe un puits où le fluide pénètre avec un débit constant.

$$\Phi_E - \Phi_A > 0 \quad \text{Puits}$$

avec

Φ_E : entrée dans le volume ; Φ_A : sortie du volume.

On exprime ce comportement à l'aide de l'opérateur mathématique divergence d'un vecteur, noté $\text{div } \mathbf{v}$ (voir p. 15). Si $\text{div } \mathbf{v} \neq 0$, on est en présence d'une variation de flux. Pour un écoulement conservatif, on a :

$$\text{div } \mathbf{v} = 0$$

Pour un tel flux, on a :

$$S_1 v_1 = S_2 v_2 \quad \text{Équation de continuité}$$

avec S : section transversale. Deux cas peuvent se présenter : la section S diminue ou augmente. Si la section S diminue à un endroit, $\mathbf{v}$ augmente. Si la section S augmente, $\mathbf{v}$ diminue.

Ainsi, à travers une section donnée, coule toujours la même quantité de liquide par unité de temps. L'écoulement est conservatif.

Tourbillon

Le mouvement des particules d'un fluide peut être décrit par un mouvement de translation et un mouvement de rotation. Il existe un vecteur axial appelé vecteur tourbillon qui est tangent aux lignes de tourbillon. On observe ce phénomène dans les méandres d'un fleuve aux rives parallèles.

L'écoulement n'est pas tourbillonnaire si le vecteur tourbillon est nul en chaque point.

On peut introduire (purement formellement) un **potentiel scalaire** $U = U(r)$ dans lequel on a :

$$\mathbf{v} = -\text{grad } U$$

Si le champ est décrit par un potentiel scalaire U , alors l'écoulement n'est pas tourbillonnaire. On a alors :

$$\text{div } \mathbf{v} = -\text{div grad } U = 0$$

Ces potentiels jouent un rôle très important dans l'hydrodynamique et dans l'aérodynamique. Si la vitesse dépend d'un potentiel, les calculs sont généralement plus simples.

Types d'écoulement

Écoulement à une dimension : la vitesse ne dépend que de sa position sur l'axe d'une canalisation.

Écoulement plan : les vitesses restent parallèles à un plan. Les grandeurs d'états ne dépendent que de deux coordonnées de l'espace.

Écoulement dans l'espace : les grandeurs d'états dépendent de x, y et z .

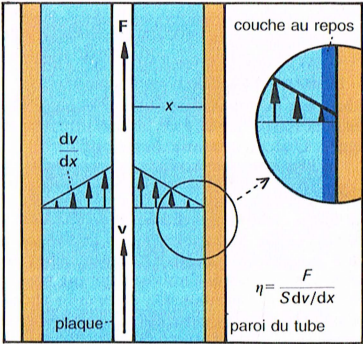
Écoulement incompressible : la masse volumique du fluide reste constante, elle ne dépend pas de la vitesse du fluide.

Écoulement compressible : la masse volumique du milieu dépend de la pression. Par ex. l'air.

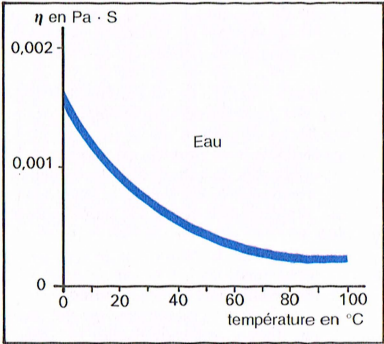
Écoulement laminaire : à faible vitesse, les lignes de courant restent parallèles entre elles.

Écoulement stationnaire : dans ce cas, les grandeurs d'états sont indépendantes du temps.

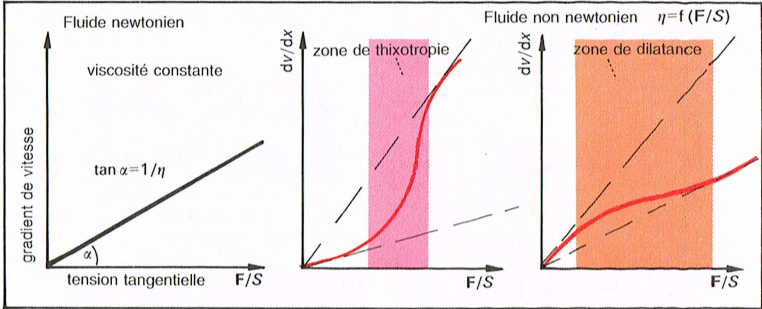
Écoulement en régime turbulent : à grande vitesse, les lignes de courant se mélangent de manière irrégulière. Il existe dans ce cas un vecteur tourbillon.



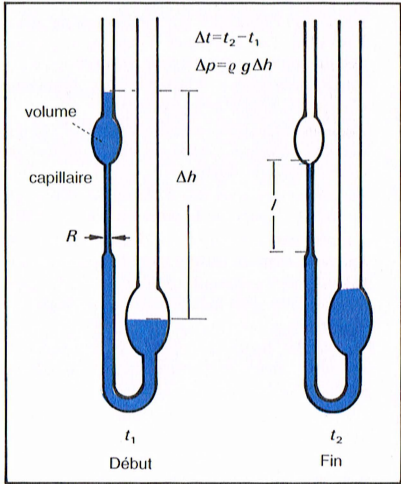
Définition de la viscosité



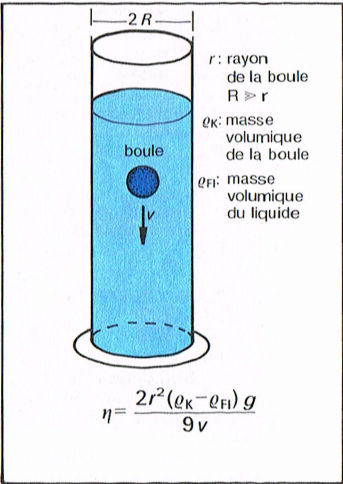
Influence de la température sur la viscosité d'un liquide



Viscosité et Tension tangentielle



Viscosimètre à tube capillaire



Mesure de la viscosité d'un liquide

Les atomes et les molécules d'un fluide agissent les uns sur les autres. Lors de l'écoulement d'un fluide visqueux, il apparaît un **frottement interne** du fluide.

Si on agit à vitesse constante une plaque de surface S parallèlement aux parois d'un récipient dans lequel coule un fluide, une force de viscosité s'exerce :

$$F = \eta S(dv/dx) \quad \text{Force de viscosité}$$

avec

F : force nécessaire pour tirer la plaque à travers le fluide ; S : surface de la plaque ; dv/dx : gradient de la vitesse ; η : viscosité dynamique du fluide.

η (aussi appelée coefficient de viscosité dynamique) est mesurée en Pa·s.

L'unité C.G.S est la poise qui tient son nom de JEAN-LOUIS POISEUILLE (1799-1869). Cette unité est très souvent utilisée.

Conversion :

1 Pa·s = 10 poises = 1 000 centipoises.

Viscosité cinématique (symbole ν) est :

$$\nu = \eta/\rho$$

avec ρ : masse volumique.

ν s'exprime en m²/s.

L'unité C.G.S pour la viscosité cinématique s'appelle le stokes (St). Elle tient son nom de GEORGE STOKES (1819-1903).

Conversion :

1 m²/s = 10⁴ St.

Viscosité des liquides

La viscosité d'un liquide est une mesure de son frottement interne, car ni le matériau de la paroi, ni celui de la plaque ne jouent un rôle. En effet, une couche stationnaire de liquide recouvre les deux surfaces. Le frottement n'a donc lieu qu'entre les molécules du liquide.

Si la vitesse de déformation d'un fluide est proportionnelle à la contrainte, nous sommes en présence d'un **fluide newtonien**.

Valeurs de la viscosité dynamique η (en Pa·s) de quelques fluides :

Eau	0,001025
Éthanol	0,000248
Acétone	0,000326
Mercure	0,00155
Acide sulfurique	0,00254
Huile d'olive	0,084
Glycérine	1,528

La viscosité dynamique d'un liquide diminue lorsque la température augmente. On a :

$$\eta = Ae^{b/T}$$

avec

T : température du liquide ; A , b : constante du matériau.

Viscosité des gaz

Si les molécules de gaz sont en mouvement entre une surface fixe et une surface vibrante, elles rebondissent entre ces parois et acquièrent une impulsion suivant la direction du mouvement de la paroi mobile. Elles communiquent ce supplément d'impulsion aux autres molécules du gaz qui le retransmettent à la paroi fixe. La viscosité dynamique d'un gaz a pour expression :

$$\eta = nm\bar{v}l/3$$

avec

n : densité de particules du gaz ; m : masse d'une molécule de gaz ; $\bar{v}$: valeur de la vitesse moyenne des molécules ; l : libre parcours moyen (voir p. 113).

La viscosité des gaz est indépendante de la pression aussi longtemps que l est petit par rapport à la distance des molécules entre elles ou petit par rapport aux mesures du récipient.

η croît avec T , comme $\bar{v}$ augmente lorsque la température s'élève.

La viscosité des gaz est une grandeur importante dans le mouvement brownien.

Le **viscosimètre** mesure la viscosité dynamique. Dans le **viscosimètre à tube capillaire**, on compare les temps nécessaires à des liquides de même volume, dont un liquide étalon, pour parcourir le même capillaire. C'est une mesure relative.

D'après la loi de Hagen-Poiseuille, on a :

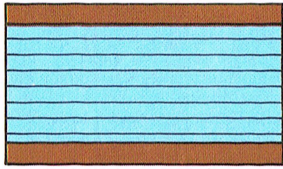
$$V = \pi \Delta p R^4 \Delta t / 8 \eta l$$

V : volume parcourant le capillaire pendant une durée Δt ; l : longueur du capillaire ; R : rayon du capillaire ; $\Delta p = \rho g \Delta h$: différence de pression ; ρ : masse volumique du liquide ; Δh : différence de hauteur de la colonne de liquide pendant la durée Δt ; $g = 9,81 \text{ m/s}^2$. Donc :

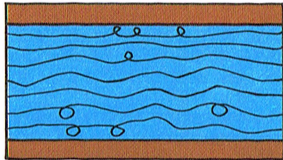
$$\eta_1/\eta_2 = (\rho_1 \Delta t_2) / (\rho_2 \Delta t_1)$$

La **thixotropie** est une transformation par agitation mécanique de la viscosité d'un fluide. Certains gels ou pâtes font preuve de thixotropie quand ils deviennent très liquides lorsqu'ils sont remués. Cette transformation est réversible. Au repos, la viscosité dynamique η augmente et au bout d'un certain temps, la solution s'épaissit. Exemple : les peintures modernes.

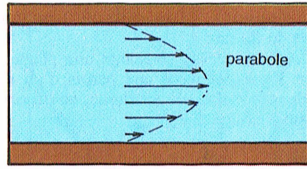
La dilatanse d'une solution correspond à son épaississement lorsque la vitesse d'agitation croît.



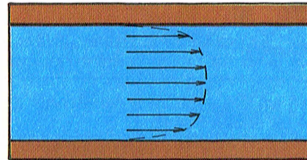
laminaire



turbulent

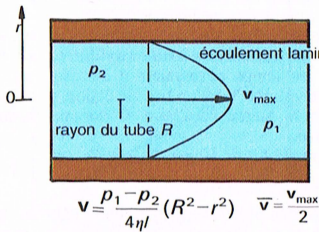


parabole

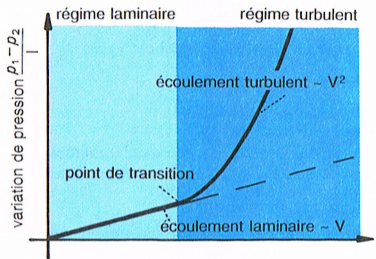


Répartition des vitesses

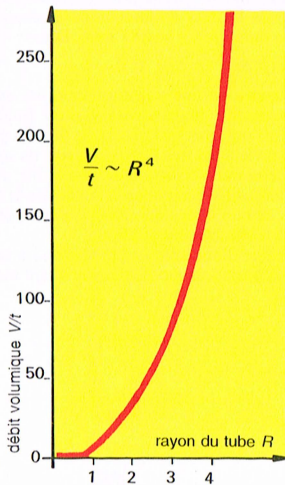
Écoulement entre deux plaques



Profil de la répartition des vitesses dans un tube



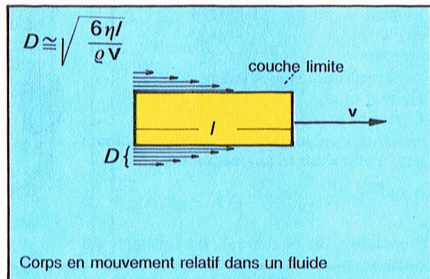
Transition : laminaire – turbulent



Loi de Hagen-Poiseuille

Conditions de la loi de Hagen-Poiseuille :

1. Pas de forces extérieures comme par ex. le poids
2. Écoulement laminaire
3. Fluide newtonien
4. Écoulement stationnaire
5. Diamètre constant
6. Fluide incompressible



On peut suivre expérimentalement le comportement des écoulements par injection de substances colorées dans un fluide en mouvement.

L'**écoulement laminaire** est un écoulement où les différentes couches de fluide glissent les unes sur les autres, parallèlement et généralement avec des vitesses différentes. Il n'y a pas de mélange. Le frottement interne détermine leur comportement.

Par ex : les courants d'air lents, la circulation sanguine.

L'**écoulement turbulent** est un écoulement désordonné, sans direction définie. Un mélange a lieu grâce à la formation de tourbillons. Par ex : tourbillons formés dans une conduite étroite ou derrière les piles d'un pont.

Le passage d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent se fait soudainement.

Le **nombre de Reynolds** (noté Re), d'après OSBORNE REYNOLDS (1842-1912) est un paramètre sans dimension de l'écoulement, lié à la turbulence et à la viscosité. C'est un critère pour le passage d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent. Le passage en sens contraire est très rare.

$$Re = \bar{v}l/\nu \quad \text{Nombre de Reynolds}$$

avec

$\bar{v}$: vitesse moyenne de l'écoulement ; ν : viscosité cinématique ; l : mesure des limites de l'écoulement (le diamètre dans le cas d'un tube). Le passage du régime laminaire au régime turbulent a lieu lorsque Re atteint une valeur critique notée Re_c .

Les frottements dans un écoulement turbulent sont proportionnels à $\bar{v}^2$, tandis que, dans le cas d'un écoulement laminaire, ils sont proportionnels à $\bar{v}$. Ainsi, la présence de turbulence impose des forces plus importantes pour faire passer une certaine quantité de liquide à travers un tube.

Exemple : Le rayon de l'aorte est tel, que pour une vitesse du sang normale, il n'apparaît pas de turbulence. Si un rétrécissement de l'aorte se produit (sténose), un tourbillon se forme et le cœur doit intensifier son travail de pompe.

Parfois, la turbulence est souhaitée : par ex., dans les tuyaux de chauffage, pour mélanger constamment le liquide qui se refroidit au contact des parois.

Écoulements avec des modèles réduits. Des écoulements se comportent de la même manière lorsque leur nombre de Reynolds concordent. Ainsi une maquette M , réduite, peut correspondre à un original O , plus grand, quand tous ces points vérifient la relation suivante :

$$Re_M = Re_O \text{ et } p_M/(\rho_M v_M^2) = p_O/(\rho_O v_O^2)$$

avec

p_M : pression du fluide dans l'essai avec la maquette ; ρ_M : masse volumique du fluide dans cet essai.

Si ces deux critères sont remplis, on peut étudier le comportement des maquettes soumises à des écoulements fluides.

Par ex. : véhicules en soufflerie ; comportement des ailettes d'une turbine.

Couche limite de Prandtl. Elle tient son nom de LUDWIG PRANDTL (1875-1953). Il s'agit d'une couche très fine de fluide autour d'un corps en mouvement dans ce fluide. La vitesse du fluide décroît rapidement à l'intérieur de cette couche pour atteindre une vitesse nulle au contact du corps. Ce gradient est linéaire tant que l'épaisseur D de la couche limite est petite par rapport à la mesure l du corps. On a :

$$D = \sqrt{6\eta l/\rho v} \quad \text{Couche limite de Prandtl}$$

Applications

Écoulement laminaire entre deux plaques. Au niveau des plaques, la vitesse $v = 0$. Au milieu des deux plaques, la vitesse atteint un maximum. On a :

$$v(x) = \Delta p(d^2 - x^2)/2\eta l$$

avec

$v(x)$: répartition de la vitesse perpendiculairement à la direction de l'écoulement (profil de l'écoulement) ; $\Delta p/l$: chute de la pression le long de l'écoulement ; $\Delta p = p_2 - p_1$: variation de pression dans la direction de l'écoulement de trajet l ; $2d$: distance entre les plaques ; x : coordonnées perpendiculaires à une plaque.

La répartition de la vitesse dans cet écoulement est une parabole.

Écoulement laminaire dans un tube circulaire. Au niveau des surfaces intérieures du tube, la vitesse est $v = 0$. Au milieu du tube, la vitesse atteint un maximum. On a :

$$v(r) = \Delta p(R^2 - r^2)/4\eta l$$

avec

R : rayon du tube ; r : coordonnées sur le rayon. La répartition de la vitesse de cet écoulement tridimensionnel est un paraboloïde. La vitesse maximale $v_{\max}$ sur l'axe de symétrie ($r = 0$) est :

$$v_{\max} = \Delta p R^2/4\eta l$$

La vitesse moyenne $\bar{v}$ est $\bar{v} = v_{\max}/2$

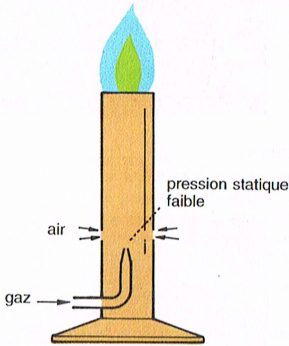
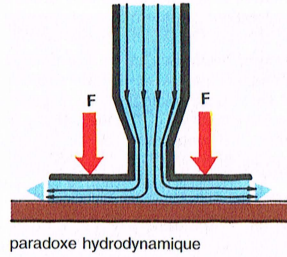
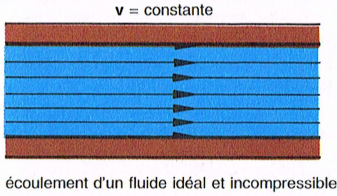
Le **débit volumique** dans un tube circulaire est :

$$V/\Delta t = \pi \Delta p R^4/8\eta l \quad \text{Loi de Hagen-Poiseuille}$$

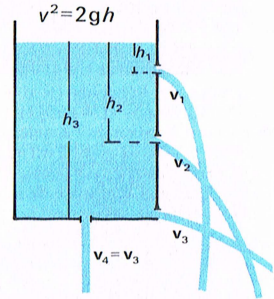
d'après GOTTHILF HAGEN (1797-1884) et JEAN-LOUIS POISEUILLE (1799-1869),

avec

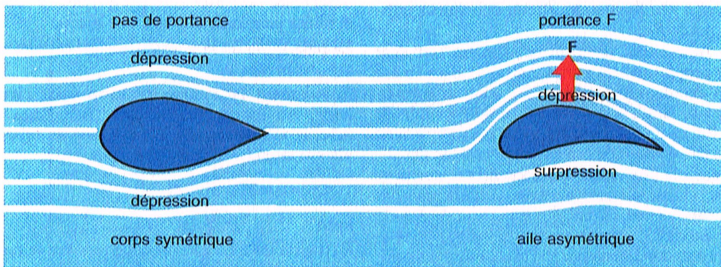
$V/\Delta t$: débit volumique en m^3/s ; l : longueur du tube. Si la valeur de R est doublée, l'écoulement est multiplié par 16 !



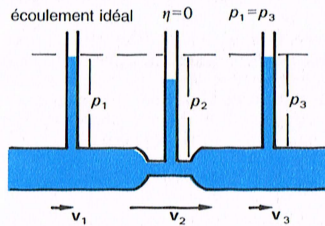
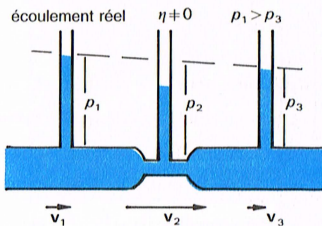
bec Bunsen



écoulement d'un fluide idéal



écoulement selon le profil d'un corps



Loi de Bernoulli pour un écoulement incompressible

Un fluide sans frottement et incompressible s'appelle un **fluide idéal**. Dans ce cas, il n'existe pas de gradient de vitesse d'écoulement ; il n'y a pas de couche limite. Si la section de la conduite d'écoulement change, il y a modification de la densité des lignes de courant. Lors d'un rétrécissement, elles se rapprochent ; lors d'un élargissement, la distance entre elles est plus grande. La vitesse de l'écoulement dépend donc de la section de la conduite. Un fluide parfait est un fluide idéal dans lequel la viscosité est négligeable. Dans le cas d'un fluide parfait, on a :

$$p_1 + \rho v_1^2/2 = p_2 + \rho v_2^2/2 = p_0$$

Équation de Bernoulli

découverte en 1738 par DANIEL BERNOULLI (1700-1782), avec

p : pression statique ; ρ : masse volumique du fluide ; v : vitesse de l'écoulement ; p_0 : pression totale.

$\rho v^2/2$ est la pression dynamique. Les indices se rapportent à des positions différentes dans l'écoulement du fluide.

Pour un fluide parfait, on a donc :

pression statique + pression dynamique =
pression totale

Si les effets de la pesanteur sont négligeables, cette pression totale est constante.

Pour un fluide au repos, la pression dynamique étant nulle, la pression totale est alors égale à la pression statique.

La **pression statique** est mesurée quand le fluide coule de manière tangentielle à l'ouverture du manomètre. Dans ces conditions, la pression dynamique est nulle.

La **pression totale** est déterminée pour une vitesse $v = 0$ à l'ouverture du manomètre.

Dans ces conditions, si la section du tube dans lequel coule le fluide change lentement, à chaque endroit, la somme de la pression dynamique et de la pression statique est constante. Lors d'un rétrécissement, la vitesse v augmente, ainsi que la pression dynamique. En même temps, la pression statique baisse. Au contraire, si à un endroit, les lignes de courant s'écartent les unes des autres, la pression dynamique baisse et la pression statique augmente.

Utilisations

Le **bec Bunsen**, développé en 1885 par ROBERT BUNSEN (1811-1899), est une application directe de l'équation de Bernoulli.

Le gaz à brûler passe dans le tube par un rétrécissement qui fait diminuer la pression statique. De l'air est ainsi aspiré par l'ouverture réglable située sur le côté et permet l'apport de dioxygène nécessaire à la combustion.

Écoulement d'un liquide. Si un liquide n'est soumis qu'à l'influence de la pesanteur et qu'il

s'écoule par une ouverture latérale d'un récipient, la perte d'énergie potentielle est égale à l'énergie cinétique du liquide qui s'écoule :

$$\rho \Delta V g h = \rho \Delta V v^2/2$$

avec

ΔV : variation de volume ; g : 9,81 m/s² ; h : hauteur du niveau du liquide au-dessus de l'ouverture par laquelle il s'écoule ; v : vitesse d'écoulement du liquide. Il suit :

$$v = \sqrt{2gh}$$

Vitesse d'écoulement

On constate que la vitesse de sortie du liquide par une ouverture du récipient est fonction de la hauteur entre le niveau du liquide et cette ouverture. Cette relation est identique à celle de la chute libre d'un corps dans le champ de pesanteur.

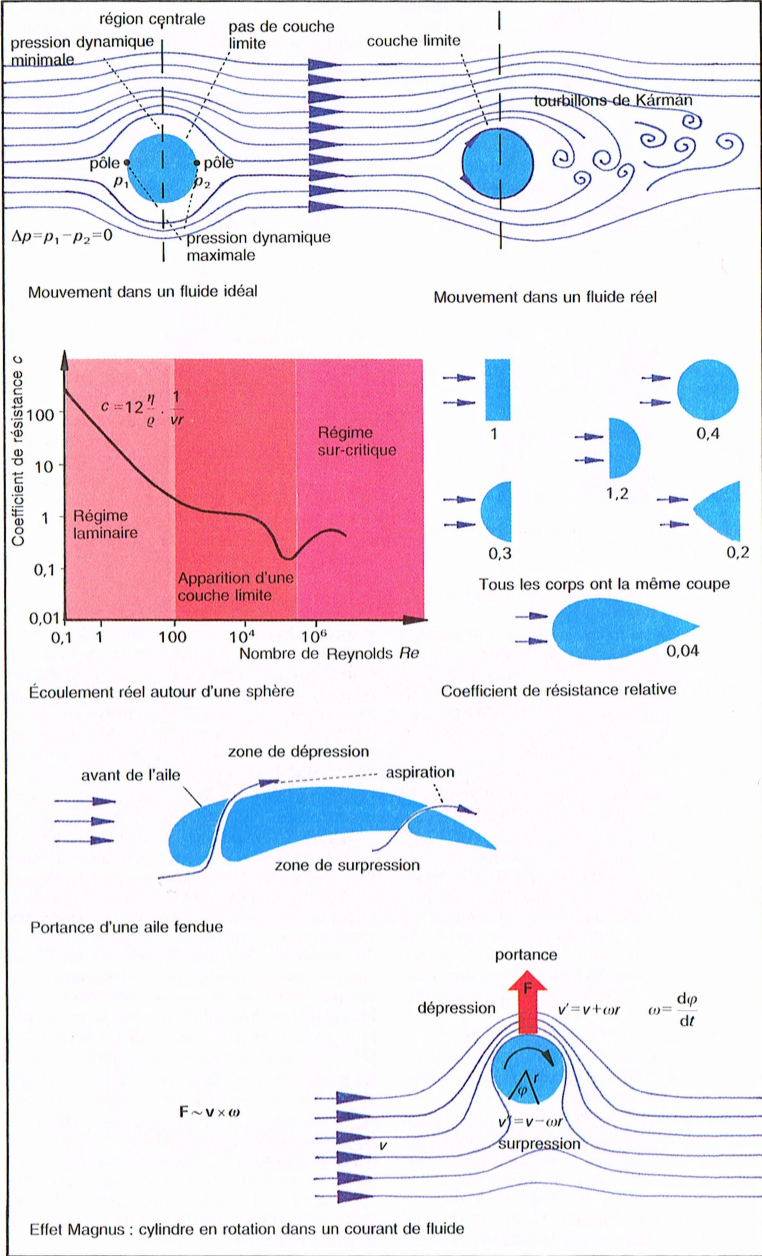
On peut déterminer le rapport des masses volumiques de deux gaz à l'aide d'appareils dont le principe repose sur le phénomène d'**effusion** des gaz à travers une ouverture de faible diamètre. Il existe en effet une relation directe entre le rapport des masses volumiques des gaz et leurs vitesses d'effusion :

$$v_2/v_1 = \sqrt{\rho_1/\rho_2}$$

Paradoxe hydrodynamique. Un fluide s'écoule dans un tube ayant à son extrémité une bride circulaire. Si on dirige le tube verticalement par rapport à une paroi, il n'est pas repoussé mais, au contraire, aspiré. Ce phénomène est dû au changement de direction du fluide s'accompagnant d'une augmentation de la vitesse et d'une diminution de la pression statique.

Cavitation. Si un liquide s'écoule très vite (par exemple de l'eau s'écoulant à une vitesse $v > 14$ m/s), sa pression statique diminue jusqu'à ce que des bulles de vapeur se forment à l'intérieur. Si la vitesse diminue, les poches de gaz explosent violemment. Les ondes de chocs résultantes peuvent entraîner des dégâts matériels, par exemple aux extrémités des hélices et des ailettes des turbines. Des phénomènes de cavitation apparaissent également dans les conduites d'eau lorsque l'on ouvre un robinet ; la vitesse d'écoulement devient très grande pendant un temps très bref, dans des rétrécissements de la canalisation. On entend alors les conduites pétarader et taper.

La **portance** est la résultante verticale dirigée vers le haut des forces de pression qui s'exercent sur un avion. Si un fluide s'écoule autour du profil d'une aile, il régné au-dessus de celle-ci une dépression car les lignes de courant se pressent à cet endroit. En dessous, une surpression apparaît. Afin d'obtenir un phénomène de portance suffisant, il faut que l'aile présente une forme asymétrique.



Si un corps symétrique (par ex. une sphère) se déplace à travers un **fluide idéal**, il n'oppose aucune résistance au mouvement. Certes le liquide subit une accélération entre le pôle pénétrant dans le fluide et la région centrale de la sphère, mais il est à nouveau ralenti lors de son mouvement vers le pôle opposé. La somme de toutes les forces de frottement est nulle. Il en va de même pour la différence de pression existante : $\Delta p = 0$.

Dans le cas d'un **fluide réel** il apparaît une force de résistance. Cette résistance a pour origine la formation de tourbillons. Cette *force de frottement* F a pour expression :

$$F = (1/2)C_p A v^2 \quad \text{Forçé de frottement}$$

avec

C : coefficient de résistance du corps ; ρ : masse volumique du fluide ; A : aire du maître couple (surface frontale du corps) ; v : vitesse de l'écoulement.

C dépend de la forme et de la rugosité de la surface du corps, ainsi que du nombre de Reynolds Re .

Derrière les corps en déplacement dans un fluide apparaissent des tourbillons. Leurs formes dépendent de la vitesse du corps et du nombre de Reynolds. Pour des valeurs de Re élevées, il y a formation de tourbillons alternés appelés *tourbillons de Karman*, d'après THEODORE VON KÁRMÁN (1881-1963).

Dans un tourbillon, les lignes de courant sont fermées. Le tourbillon se compose d'un noyau et d'un courant de circulation vers l'extérieur. La circulation traduit la force du tourbillon.

$$\text{Circulation} = 2\omega S$$

ω : vitesse angulaire ; S : section transversale du tourbillon. Dans un écoulement idéal, la circulation est conservée.

Exemple : Les zones de haute et de basse pression de l'atmosphère engendrent des tourbillons. Si ceux-ci voient leur section décroître, leur vitesse angulaire augmente car le produit ωS demeure constant. Il en résulte l'apparition de vents violents et des tempêtes.

Dans l'industrie automobile, le **coefficient de résistance aérodynamique**, noté C_x , est particulièrement étudié pour réduire la consommation des véhicules. Il dépend de la forme du véhicule et est mesuré en soufflerie.

Écoulement d'un fluide autour d'une sphère ou d'un cylindre : en régime laminaire, c.-à-d. pour des valeurs faibles de Re , la loi de Stokes est valable : $C \sim 1/Re$. Pour des valeurs plus élevées de Re , il apparaît des tourbillons derrière le solide. C reste alors à peu près constant. Pour des valeurs $Re > 3 \times 10^5$, le régime d'écoulement devient sur-critique. Dans ce cas, une couche de fluide s'accroche en surface au solide, entraînant une diminution de C . Si la vitesse du solide se rapproche de la vitesse du son, la valeur de C croît

brutalement et de nouveaux effets apparaissent comme, par exemple, des ondes de chocs.

Profil d'une aile portante. Une aile est construite de telle manière qu'il se forme le moins possible de tourbillons. Dans ces conditions la valeur du coefficient de résistance est pratiquement indépendante de Re .

Principe des volets d'atterrissage. Si une fente relie la partie inférieure d'une aile à sa partie supérieure, la différence de pression entre ces parties provoque une aspiration de l'air et stabilise la couche d'air sur la face supérieure de celle-ci. La portance de cette aile fendue est ainsi beaucoup plus grande que celle ayant un profil simple.

L'effet Magnus, qui tient son nom d'HEINRICH MAGNUS (1802-1870), apparaît sur un cylindre en rotation placé dans un courant de fluide. Si le courant arrive de la gauche et si la rotation s'effectue dans le sens des aiguilles d'une montre, on a :

$$v' = v + \omega r$$

v' : vitesse du courant au-dessus du solide ; v : vitesse du courant ; ω : vitesse angulaire ; r : rayon.

On a aussi :

$$v'' = v - \omega r$$

avec v'' : vitesse du courant en dessous du solide.

Il se crée une différence de pression Δp

$$\Delta p = (1/2)\rho(v'^2 - v''^2) = 2\rho\omega r v \text{ pour } (v \gg \omega r)$$

et une **force normale à l'axe de rotation** F

$$F \approx r^2 l v \omega \quad \text{Formule de Kutta-Joukowski}$$

d'après M.W. KUTTA (1869-1944) et N.J. JOUKOWSKY (1847-1921). La force F entraîne le corps dans une direction perpendiculaire à celle du courant.

Les **rotors de Flettner**, développés par ANTON FLETTNER (1885-1961) pour la propulsion des bateaux sont constitués de deux cylindres en acier, de la hauteur d'un mât. Ils tournent dans le vent, avec une vitesse variable et propulsent le bateau grâce à l'effet Magnus.

Écoulement dans un tube. Dans le cas de l'écoulement d'un fluide réel dans un tube aux parois rugueuses, on a :

$$C = 8F/(\pi \rho \bar{v}^3 dl) \quad \text{Coefficient de résistance}$$

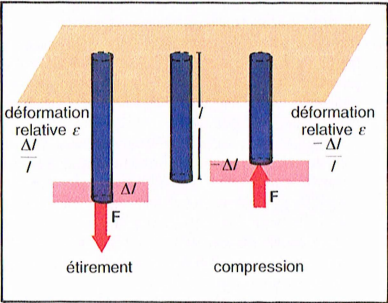
avec F : intensité de la force de frottement ; d : diamètre ; l : longueur ; $\bar{v}$: vitesse moyenne de l'écoulement.

On a

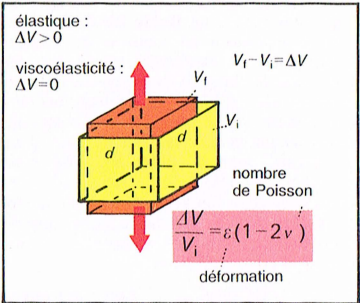
$$Re = \rho \bar{v} d / \eta$$

avec η : viscosité dynamique.

L'écoulement est turbulent pour $Re > 2\,000$. Pour $Re < 2\,000$, l'écoulement est laminaire et la loi de Hagen-Poiseuille s'applique.



Déformation dans une dimension



Contrainte d'un parallélépipède

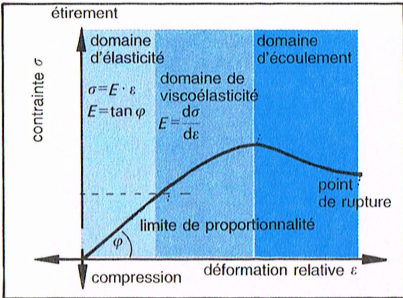
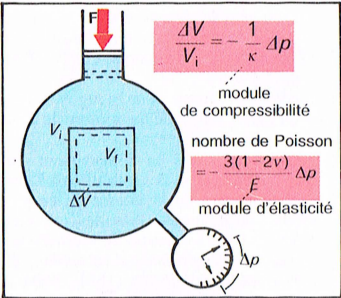


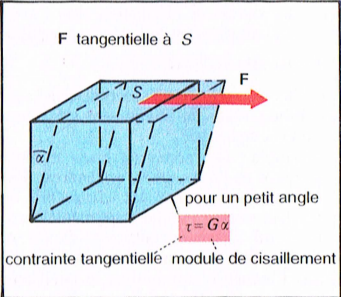
Diagramme de déformation relative



Mesure du module de compressibilité

Échelle normale		
		15 Diamant
		14 carbure de bore
		13 carbure de silicium
		12 corindon
		11 zircon
		10 grenat
		9 topaze
		8 quartz
		7 verre quartzeux
		6 feldspath
diamant	10	
corindon	9	
topaze	8	
quartz	7	
feldspath	6	
apatite	5	
fluorine	4	
calcite	3	
gypse	2	
talc	1	
		Échelle étendue

Échelle de dureté de Mohs



Cisaillement

	module d'élasticité	module de torsion	module de compressibilité	nombre de Poisson
	$\times 10^9 \text{ N/m}^2$			
aluminium pur	72	27	75	0,34
ressort en acier	212	80	170	0,28
acier	195	80	170	0,28
or	81	28	180	0,42
cuivre	120	40	140	0,35
plomb	17	6	44	0,44
verre quartzeux	76	33	38	0,17
	100	36	125	0,38

Constantes d'élasticité

La déformation d'un corps décrit sa transformation sous l'influence de forces extérieures.

L'**échelle de Mohs** qui tient son nom de FRIEDRICH MOHS (1773-1839) est une liste de 10 minéraux classés selon leur dureté croissante. Le matériau 2 est plus dur que le matériau 1 quand 2 raye 1. Cette échelle commence avec le talc et se termine avec le diamant. Il existe une échelle de dureté de Mohs plus étendue pour des valeurs plus élevées.

La **dureté de Brinell** (symbole H_B) appelée ainsi d'après JOHAN BRINELL (1849-1925) repose sur la mesure de l'aire de la calotte sphérique laissée comme empreinte par une bille sphérique pressée avec une force F contre la surface plane d'un matériau à étudier.

$$H_B = 2F / (\pi d_1 (d_1 - \sqrt{d_1^2 - d_2^2}))$$

F : intensité de la force pressante ; d_1 : diamètre de la calotte sphérique ; d_2 : diamètre de la bille d'acier.

Élasticité. Lorsqu'un solide dit élastique est soumis à des forces extérieures, il subit une déformation réversible.

La **déformation relative** (symbole ϵ) est donnée par la relation :

$$\epsilon = \Delta l / l \quad \text{Déformation}$$

avec Δl : allongement ; l : longueur initiale.

Contrainte. (symbole σ) est le rapport de l'intensité de la force F qui s'exerce sur la section droite S d'un solide.

$$\sigma = F / S \quad \text{Contrainte}$$

Si les déformations sont assez petites par rapport aux mesures du solide, on a :

$$\epsilon = \sigma / E \quad \text{Loi de Hooke}$$

d'après ROBERT HOOKE (1635-1703),

avec E : **module d'élasticité de Young**.

E est une constante caractéristique du matériau. Son unité est le Pa ou le N/m².

La loi de Hooke est valable pour des solides isotropes et homogènes. Dans ce cas, le graphe de la fonction $\sigma = f(\epsilon)$ est une droite. Si σ dépasse une valeur appelée contrainte limite d'élasticité, la loi de Hooke n'est alors plus valable. Dans ces conditions, la déformation est permanente. Pour décrire certaines déformations comme le changement de la section droite d'un solide soumis à une contrainte, on utilise le nombre de Poisson :

$$\nu = (\Delta d / d) / \epsilon \quad \text{Nombre de Poisson}$$

d'après DENIS POISSON (1781-1840)

avec d : diamètre initial du corps ; Δd : différence de diamètre.

ν est la constante du matériau, avec $0,2 < \nu < 0,5$. Dans le domaine d'élasticité, c.-à-d. dans la partie linéaire de la courbe $\sigma = f(\epsilon)$, la variation relative de volume $\Delta V / V$ (notée θ) est donnée par la relation :

$$\theta = \Delta V / V = \epsilon (1 - 2\nu) \sigma / E$$

Dans le domaine de viscosité, c.-à-d. hors du domaine de Hooke, on a $\theta = 0$.

Coefficient de compressibilité. Le volume d'un corps diminue quand on augmente la pression. On définit le coefficient de compressibilité (noté χ) par le rapport :

$$\chi = -\frac{1}{V} \frac{\Delta V}{\Delta P} \quad \text{Coefficient de compressibilité}$$

avec ΔP : variation de pression qui produit une variation de volume ΔV .

Le signe moins de la formule indique la diminution de volume lors de la compression.

Le module de compressibilité (noté κ) est l'inverse du coefficient de compressibilité : $\kappa = 1/\chi$.

Dans le cas des gaz, on différencie le coefficient de compressibilité isotherme qui est déterminé à température constante du coefficient de compressibilité adiabatique, déterminé pendant une durée si brève qu'aucun échange de chaleur ne peut avoir lieu avec l'extérieur.

Module de cisaillement. Une force de cisaillement est une force appliquée tangentiellement au plan d'un corps qui tend à effectuer une rotation relative de ces parois. Pour de petits angles de basculement, on a :

$$\tau = G \alpha \quad \text{Contrainte tangentielle}$$

τ : contrainte tangentielle ; G : **module de cisaillement** ; α : angle de basculement.

Relation entre les différentes constantes élastiques

Dans le domaine de la loi de Hooke, on a

$$E/2G = 1 + \nu \quad \text{et} \quad \kappa = E/3(1 - 2\nu)$$

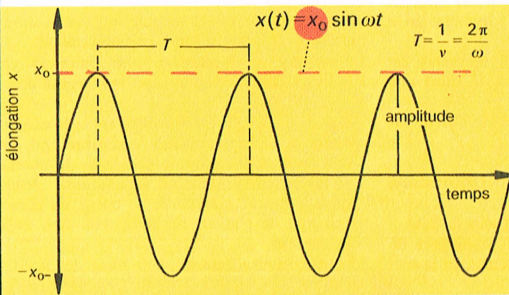
Déformations plastiques

Lorsque les forces qui s'exercent sur un corps augmentent, elles provoquent des modifications de structure à l'intérieur du corps, rendant les déformations irréversibles. La limite d'élasticité partage les deux domaines élastique et plastique.

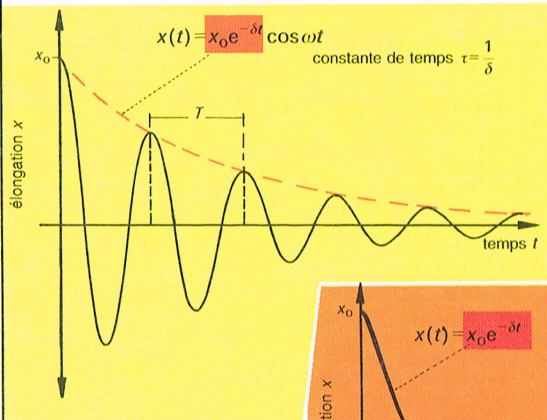
Lorsque les efforts dépassent une certaine valeur critique, caractéristique du corps, il peut se produire une rupture par fissuration.

oscillation linéaire	facteurs d'amortissement	oscillation de rotation
$x(t) = x_0 \exp\left(-\frac{h}{2m}t\right) \cos 2\pi\nu t$	$\delta = \frac{h}{2m} \quad \delta^* = \frac{h^*}{2J}$	$\varphi(t) = \varphi_0 \exp\left(-\frac{h^*}{2J}t\right) \cos 2\pi\nu t$
$\nu = \nu_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} \quad \delta^2 = 0$	oscillation libre	$\delta^{*2} = 0 \quad \nu = \nu_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k^*}{J}}$
$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m} - \delta^2} \quad \delta^2 < \frac{k}{m}$ $\nu < \nu_0$	oscillation amortie	$\delta^{*2} < \frac{k^*}{J} \quad \nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k^*}{J} - \delta^{*2}}$ $\nu < \nu_0$
$\delta^2 \geq \frac{k}{m} \quad \nu \rightarrow 0$	oscillation aperiodique	$\delta^{*2} \geq \frac{k^*}{J} \quad \nu \rightarrow 0$

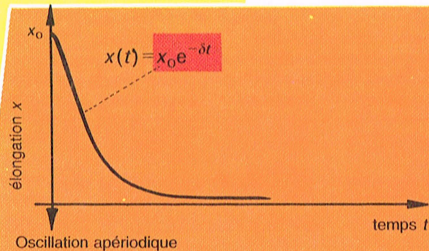
Comparaison entre différentes oscillations



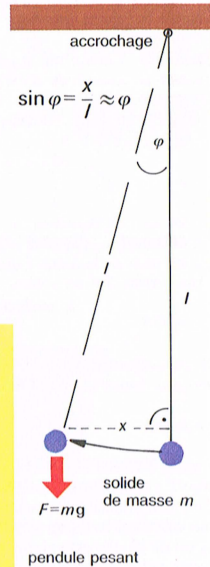
Oscillation harmonique linéaire



Oscillation amortie



Oscillation aperiodique



Oscillation non amortie, oscillation libre. Si un solide en équilibre stable est légèrement écarté de cet équilibre, il est rappelé vers cet état d'équilibre par une force en effectuant des oscillations harmoniques par ex. un solide accroché à un ressort. Si le déplacement hors du point d'équilibre est linéaire (oscillateur de translation) et qu'il se produit le long de l'axe $x'x$, on a

$$F = -kx \\ x = x_0 \sin \omega t \quad \text{Oscillation linéaire harmonique}$$

F : intensité de la force de rappel ; m : masse du solide ; k : raideur du ressort ; x : élongation ; x_0 : élongation maximale appelée amplitude ; $\omega = 2\pi\nu$: pulsation ; ν : fréquence de l'oscillation ; t : temps.

La valeur de la vitesse du solide est

$$v = dx/dt = \omega x_0 \cos \omega t \quad \text{Vitesse}$$

A la position correspondant à l'élongation maximale, on a $v = 0$ et pour la position d'équilibre $x = 0$, la vitesse atteint sa valeur maximale.

L'énergie potentielle élastique E_p est

$$E_p = 1/2 kx^2 \quad \text{Énergie potentielle élastique}$$

E_p atteint une valeur maximale pour $x = x_0$

L'énergie cinétique E_c est

$$E_c = 1/2 mv^2 \quad \text{Énergie cinétique}$$

E_c atteint une valeur maximale pour $x = 0$. Dans cette position, on a $E_p = 0$.

L'énergie mécanique E_m est

$$E_m = E_c + E_p = \text{constante} \quad \text{Énergie mécanique}$$

Il y a conservation de l'énergie mécanique.

Dans le cas d'une **oscillation harmonique**, on a

$$\omega = \sqrt{k/m} \quad \text{Pulsation}$$

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{k/m} \quad \text{Fréquence}$$

$$T = 1/\nu = 2\pi \sqrt{m/k} \quad \text{Période}$$

Pour de petits déplacements, le solide effectue des oscillations linéaires et harmoniques (ou sinusoidales).

Les oscillateurs de rotation sont traités comme des oscillateurs de translation. Les équations correspondent.

Exemple : Le **pendule pesant**.

Un solide de masse m est accroché à un fil de longueur l suspendu à un point fixe. Après l'avoir écarté de sa position d'équilibre, on le lâche et on le laisse osciller librement. Le moment de rappel vers la position d'équilibre a pour expression $M = -Fx = -mgl \sin \varphi$. Pour de petits angles φ , on a $F = -mgl\varphi$ (car

si φ petit, alors $\sin \varphi = \varphi$). La période a pour expression $T = 2\pi \sqrt{J/D^*}$, avec $D^* = mgl$. J est le moment d'inertie du solide par rapport à l'axe de rotation. Dans le cas d'un fil de grande longueur par rapport aux mesures du solide et si le centre de gravité du système peut être confondu avec le centre de gravité du solide, alors $J = ml^2$. Dans ce cas, la période est égale à :

$$T = 2\pi \sqrt{l/g} \quad \text{Période du pendule pesant}$$

avec g : accélération de la pesanteur.

Les oscillations amorties constituent le cas général des oscillations, car la perte de l'énergie mécanique de l'oscillateur est inévitable. Il existe toujours des frottements et ainsi la transformation entre E_c et E_p pendant les oscillations n'est pas complète. L'amplitude diminue au cours du temps.

Dans le cas où la force de frottement a pour expression $f = -hdx/dt$ (avec h : coefficient de frottement), on a :

$$F = -kx - hdx/dt$$

de plus

$$x = x_0 \exp(-\delta t) \cos \omega t \quad \text{Oscillation harmonique amortie}$$

avec $\delta = h/2m$ et

$$\nu = (1/2\pi) \sqrt{k/m - h^2/4m^2} \quad \text{Fréquence}$$

$$\delta T = 2\pi \delta / \omega = \Lambda \quad \text{Décrément logarithmique}$$

Suivant la valeur de $(k/m - \delta^2)$, on est en présence d'une oscillation libre, une oscillation amortie (ou régime pseudopériodique) ou encore d'un régime apériodique c.-à-d. d'un retour à l'équilibre sans oscillation. Dans ce dernier cas, on a :

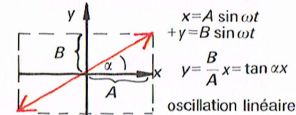
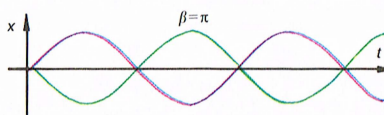
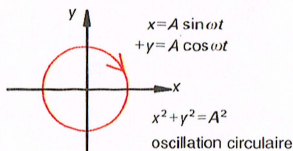
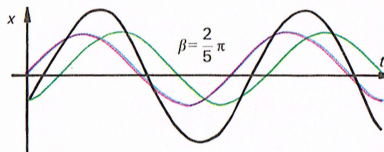
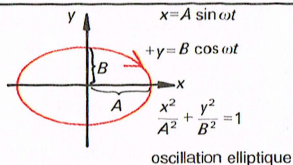
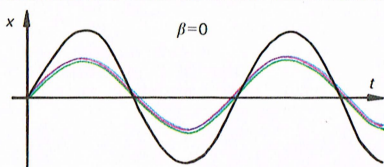
- a) La diminution de l'amplitude au cours du temps vaut $x_0 \exp(-\delta t)$.
- b) L'énergie mécanique $E_m = k x_0^2 \exp(-2\delta t)/2$

Le **facteur de qualité** (noté Q) d'un système oscillant est égal à :

$$Q = 2\pi E_m = \sqrt{km/h}$$

Afin de compenser les pertes énergétiques d'un système oscillant amorti, il faut entretenir ces oscillations à l'aide d'un dispositif communiquant de l'énergie au système.

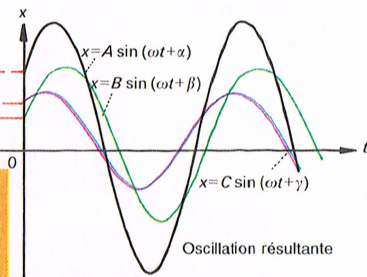
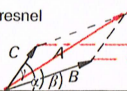
Exemple : Le pendule d'une horloge à balancier est équipé d'un système d'entretien des oscillations appelé échappement, constitué d'une ancre et d'une roue dentée. L'apport d'énergie est assuré par un « poids » qui maintient l'amplitude des oscillations constante.



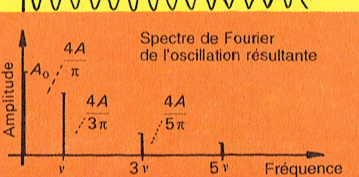
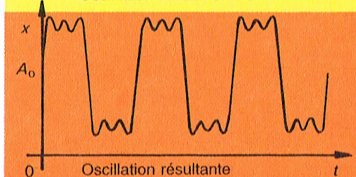
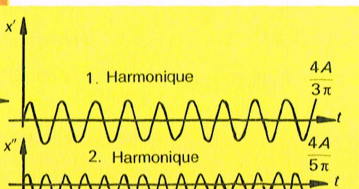
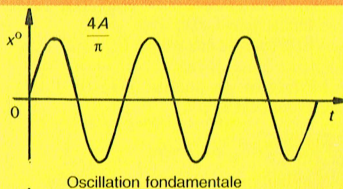
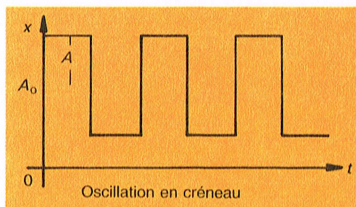
Addition d'oscillations de mêmes direction, fréquence et amplitude, mais présentant une différence de phase

Addition d'oscillations perpendiculaires

Diagramme de Fresnel



Addition de deux oscillations harmoniques de mêmes direction et fréquence, mais d'amplitude et de phase (β, γ) différentes



Analyse de Fourier d'une oscillation en créneau

Il a été montré qu'une fonction périodique quelconque peut être interprétée comme la somme d'une infinité de fonctions sinusoïdales. JEAN FOURIER (1768-1830) développa les méthodes mathématiques correspondantes.

L'addition des oscillations repose sur le principe de superposition.

Si plusieurs oscillations se superposent, l'oscillation résultante est une addition des différentes oscillations.

L'addition de deux oscillations harmoniques de même fréquence, de même phase et de direction identique conduit de nouveau à une oscillation harmonique de fréquence et de direction inchangées.

Exemple : Si $x'(t) = A \sin(2\pi \nu t)$ est superposé à $x''(t) = B \sin(2\pi \nu t)$, on a alors $x(t) = (A+B) \sin(2\pi \nu t)$. La fréquence reste inchangée.

La soustraction s'effectue de la même manière. S'il existe une différence de phase β entre deux oscillations de même fréquence et de même direction, l'oscillation résultante est une oscillation harmonique. La phase de cette oscillation se déduit par la construction de Fresnel.

Cas particulier :

si $\beta = \pi$, alors la somme de deux oscillations de même amplitude est nulle.

Si les deux oscillations qui se superposent ont la même fréquence, mais des phases et des directions différentes, une oscillation non linéaire apparaît. Pour deux oscillations orthogonales, c.-à-d. perpendiculaires l'une par rapport à l'autre, on a :

$$x = A \sin(2\pi \nu t) \text{ et } y = B \sin(2\pi \nu + \beta)t$$

A : amplitude dans la direction x ; B : amplitude dans la direction y ; β : différence de phase.

Pour obtenir la direction de l'oscillation résultante, on effectue la somme de x et de y .

Cas particulier : si $\beta = \pi/2$, on a

$x^2/A^2 + y^2/B^2 = 1$. Nous sommes en présence d'une oscillation elliptique dont le mouvement s'effectue dans le sens des aiguilles d'une montre. Les axes principaux de l'ellipse sont égaux aux amplitudes A et B .

Si $A=B$, l'addition conduit à $x^2 + y^2 = A^2$. Une oscillation circulaire apparaît.

Si $\beta = 0$, l'addition conduit à $y/x = B/A$. On aboutit dans ce cas à une oscillation linéaire dont la direction est donnée par la relation

$$\tan \alpha = B/A.$$

Si deux oscillations qui se superposent ont la même phase et la même direction, mais des fréquences différentes, alors l'oscillation résultante, bien que souvent périodique, n'est pas une oscillation harmonique.

Cas particulier : pour un rapport des fréquences ν_1/ν_2 entier et des amplitudes identiques, il apparaît une oscillation périodique non harmonique. On a

$$x(t) = B \sin 2\pi \frac{\nu_1 + \nu_2}{2} t$$

$$\text{avec } B = 2A \cos 2\pi \frac{\nu_1 - \nu_2}{2} t.$$

On dit que l'amplitude de l'oscillation résultante est modulée, c.-à-d. qu'elle change périodiquement avec la fréquence $(\nu_1 - \nu_2)$.

Décomposition des oscillations

L'analyse de Fourier ou analyse harmonique permet de décomposer une fonction périodique en une somme d'une infinité de fonctions harmoniques. Dans le cas d'une fonction périodique, cette somme est appelée intégrale de Fourier.

On peut représenter une fonction périodique par une série appelée série de Fourier :

$$x(t) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin(2\pi \nu t) + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cos(2\pi \nu t)$$

Série de Fourier

avec A_0 : valeur moyenne ; ν : fréquence ; rang $n = 1, 2, 3, \dots$

L'analyse de Fourier ne donne pas de renseignements sur les phases des différentes oscillations obtenues.

On obtient le spectre de Fourier en portant sur un graphe les valeurs des amplitudes en fonction des fréquences correspondantes. Si le phénomène étudié est périodique, le spectre est un spectre de raies ou discontinu.

Exemple : analyse harmonique d'une fonction créneau.

$$x(t) = A_0 + \frac{4A}{\pi} \left(\sin \omega t + \frac{1}{3} \sin 3\omega t + \dots \right)$$

A_0 : valeur moyenne ; $(4A/\pi) \sin \omega t$: fondamental ($n = 1$) ; $(4A/3\pi) \sin 3\omega t$: harmonique ($n = 2$), etc.

Analyse de mouvements non périodiques

Dans ce cas la somme des fonctions harmoniques qui composent la fonction non périodique est l'intégrale de Fourier :

$$x(t) = (1/\sqrt{2\pi}) \int A(\omega) \exp(i\omega t) d\omega$$

avec le spectre de fréquence de $x(t)$

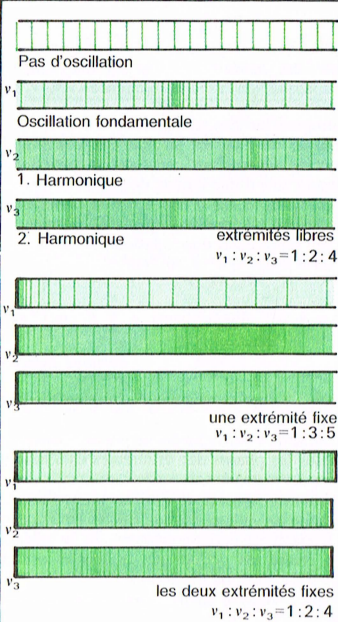
$$A(t) = (1/\sqrt{2\pi}) \int x(t) \exp(-i\omega t) dt$$

$x(t)$ et $A(\omega)$ sont les transformées de Fourier de l'une et de l'autre.

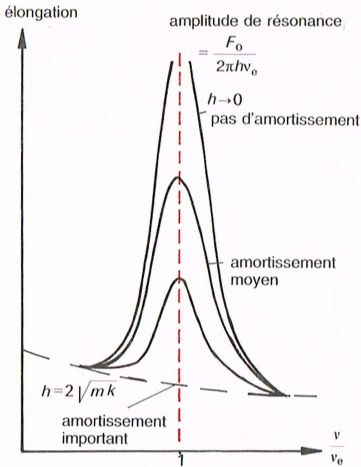
Application de l'analyse de Fourier

Chaque phénomène dépendant du temps peut être décomposé en oscillations harmoniques.

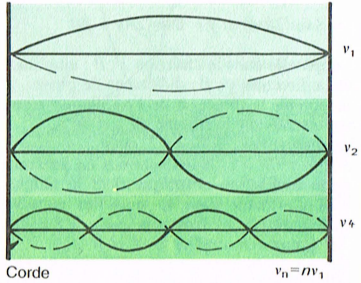
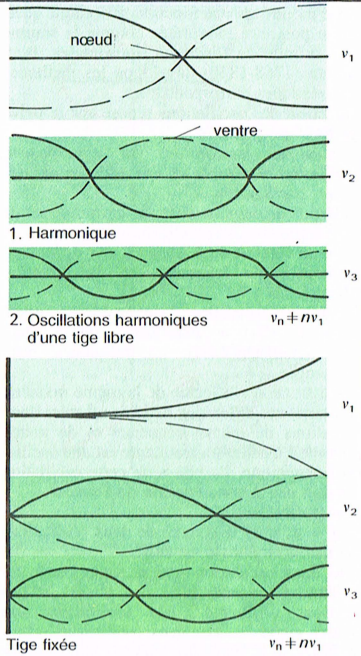
Exemple : Un appareil de mesure doit avoir une grande précision. Pour cela, il ne doit pas être le siège d'oscillations, même très faibles. Afin de tester le comportement de cet appareil, on le soumet à des tests permettant de détecter d'éventuelles fréquences propres. Ces fréquences sont calculées à l'aide de l'analyse de Fourier.



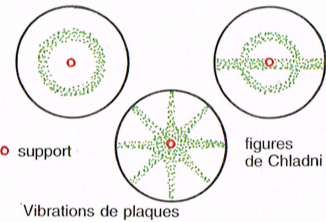
Oscillations longitudinales propres dans un tube



Résonance en oscillations forcées



Oscillations transversales propres



Oscillations libres

Un système qui est écarté de sa position d'équilibre par une force, puis qui est abandonné à lui-même, est le siège d'oscillations libres dont la **fréquence propre** est déterminée par ses propriétés mécaniques. Le système peut osciller longitudinalement ou transversalement.

Les **oscillations longitudinales libres** apparaissent lorsque le déplacement de la perturbation a lieu dans la direction de l'axe du corps ou de l'axe d'oscillation. On observe alors des changements de pression le long de cet axe. Les endroits où les variations de pression sont nulles s'appellent des *nœuds de pression*. Là où les variations de pression les plus importantes apparaissent se trouvent les *ventres de pression*.

Exemple : La fréquence propre de l'oscillation fondamentale d'un système constitué d'une tige libre à ses extrémités, dans lequel se propage une vibration est :

$$v = (1/2l)\sqrt{E/\rho}$$

v : fréquence propre ; l : longueur de l'axe d'oscillation ; E : module d'élasticité ; ρ : masse volumique.

Dans le cas d'une tige maintenue par l'une de ses extrémités, on a :

$$v = (1/4l)\sqrt{E/\rho}$$

Les fréquences propres des harmoniques supérieures sont :

Pour une tige libre :

$$v_n = (n/2l)\sqrt{E/\rho} = nv \quad n = 2, 3, 4, \dots$$

Pour une tige avec une extrémité fixe :

$$v_n = (n/4l)\sqrt{E/\rho} = nv \quad n = 3, 5, 7, \dots$$

En musique, un son pur sinusoïdal dont la fréquence est un multiple entier du son fondamental, est appelé son harmonique.

Les **oscillations transversales libres** apparaissent lorsque le déplacement de la perturbation s'effectue perpendiculairement à l'axe du corps.

Exemple : Les **fréquences propres d'une corde vibrante** sont :

$$v_n = (n/2l)\sqrt{\sigma/\rho S} \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

avec σ : tension de la corde ; S : section transversale de la corde.

$n = 1$ représente la vibration fondamentale.

Les lames élastiques que l'on fait vibrer ont également des fréquences propres. Elles sont visualisées dans les **figures de Chladni**, d'après ERNST CHLADNI (1756-1827).

Oscillations forcées

Si un oscillateur est soumis à une force excitatrice périodique, par ex. $F = F_0 \cos \omega t$, alors celui-ci effectue des **oscillations forcées**. Après un certain temps de mise en oscillation, le corps oscille avec la même fréquence que celle de la force extérieure excitatrice. Le système d'excitation est appelé *excitateur*.

Pour des instruments de musique, ce temps de mise en oscillation joue un rôle important. Par ex. ce temps est égal pour la trompette à 20 ms, pour la flûte à 300 ms. Pendant cette durée, le son change considérablement et caractérise chaque instrument.

De même, la nature de la voix dépend de ce temps de mise en oscillation.

Dans le cas d'un pendule élastique horizontal (ressort + solide oscillant horizontalement), la raideur k caractérise le système d'oscillations possibles. Pour des oscillations forcées en régime permanent, on a :

$$m(d^2x/dt^2) + h(dx/dt) + kx = F_0 \cos \omega t$$

avec x : elongation ; k : raideur du ressort ; h : coefficient de frottement ; m : masse.

La solution de cette équation différentielle est :

$$x = x_0 \cos(\omega t - \phi)$$

avec x_0 : elongation maximale, amplitude ; ϕ : phase.

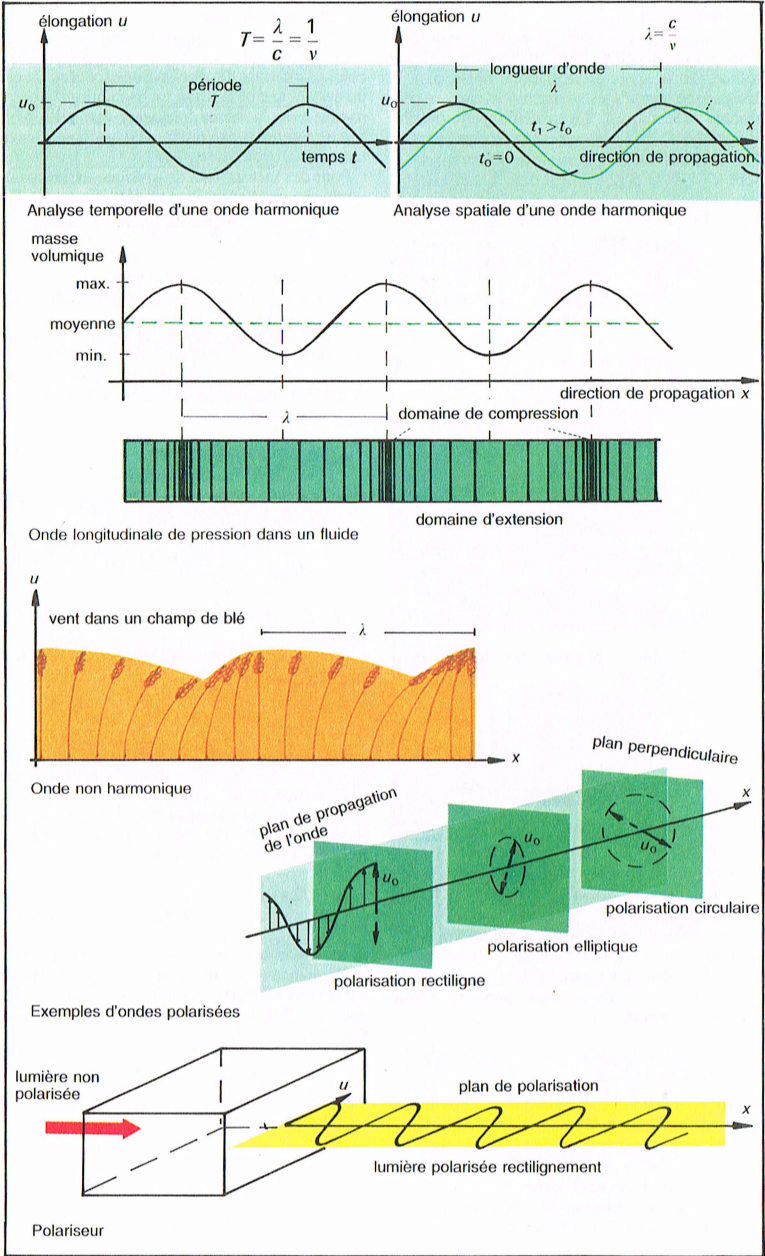
L'amplitude x_0 dépend du rapport des fréquences v/v_e , avec v : fréquence de l'excitateur ; v_e : fréquence propre du système. Si $v/v_e \ll 1$ ou $v/v_e \gg 1$, alors l'amplitude x_0 est très petite. Par contre, si $v/v_e = 1$, il apparaît un phénomène de **résonance** d'amplitude, pour lequel x_0 est très élevée. Le système constitue, dans ces conditions, un *résonateur*.

La **fréquence de résonance** v_r , pour des oscillations faiblement amorties, est presque égale à la fréquence propre du système. On a

$$v_r = (1/2\pi)\sqrt{k/m - h^2/4m^2}$$

Fréquence de résonance

Si les frottements du système sont négligeables, la résonance d'amplitude est très aiguë. Dans ce cas, l'amplitude peut atteindre des valeurs si élevées qu'elles risquent d'entraîner une détérioration du système.



Dans un milieu non perturbé, tous les constituants sont en équilibre. Si on agite une région de ce milieu, les particules écartées de leur position d'équilibre vont agir sur celles qui les entourent. Cette perturbation se propage, donnant naissance à une onde. Une **onde** correspond à la propagation d'ébranlements dont les caractéristiques dépendent du temps et de l'espace.

La **phase** d'une onde décrit son état vibratoire. Tous les points ayant la même phase forment un **front d'onde** ou une **surface d'onde**.

La distance spatiale entre deux points voisins, possédant une même phase, s'appelle la **longueur d'onde** (notée λ), dont l'unité est le mètre (m). L'écart temporel entre deux points voisins de même phase est appelé **période** (notée T) dont l'unité est la seconde (s).

La **célérité** (notée v ou c), dont l'unité est le m/s, décrit la vitesse de propagation de l'onde périodique.

Par ex. la célérité d'une onde longitudinale dans une tige est :

$$v = \sqrt{\sigma/\rho}$$

La célérité est reliée à la longueur d'onde :

$$v = v\lambda = \lambda/T \quad \text{Célérité}$$

avec v : fréquence de l'onde.

Le **nombre d'onde** ou **fréquence spatiale** (noté σ), dont l'unité est le m^{-1} , est le nombre de longueurs d'onde par unité de longueur, c.-à-d. $\sigma = 1/\lambda$. Le **nombre d'onde circulaire** (noté k) est donné par la relation : $k = 2\pi/\lambda$.

L'**équation d'onde** décrit l'onde dans l'espace et dans le temps. En coordonnées cartésiennes, son expression est :

$$\partial^2 u / \partial x^2 + \partial^2 u / \partial y^2 + \partial^2 u / \partial z^2 = (1/v^2) \partial^2 u / \partial t^2$$

Équation d'onde

avec u : élongation. On exprime la différentielle partielle de u car u dépend du temps et de l'espace : $u(x, y, z, t)$.

Par ex. si une onde plane se propage selon l'axe des abscisses x , l'équation d'onde s'écrit :

$$\partial^2 u / \partial x^2 = (1/v^2) \partial^2 u / \partial t^2$$

Si le milieu dans lequel elle se propage est homogène, c.-à-d. que v est identique dans toutes les directions, l'équation d'onde a pour expression, en coordonnées sphériques :

$$\partial^2 u / \partial r^2 + 2\partial u / \partial r \partial r = (1/v^2) \partial^2 u / \partial t^2$$

On distingue deux catégories d'ondes :

Une **onde longitudinale** est une onde pour laquelle la grandeur vectorielle qui la caractérise

est parallèle à la direction de propagation. Les ondes longitudinales apparaissent sous forme de zones comprimées et dilatées qui se propagent dans les solides et les fluides.

Une **onde transversale** est une onde pour laquelle la grandeur vectorielle qui la caractérise est perpendiculaire à la direction de propagation. Par exemple : onde électromagnétique dans le vide.

La **polarisation**. Dans le cas d'une onde transversale polarisée, la vibration décrit une courbe dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation. La direction de polarisation est donnée par l'orientation de la grandeur u par rapport à la direction de propagation. Les ondes longitudinales ne peuvent pas être polarisées.

Les ondes **polarisées rectilignement** gardent une forme et une direction déterminées. La lumière naturelle n'est pas polarisée. Elle peut être cependant divisée en deux composantes en traversant des matériaux anisotropes. Ces deux composantes ont des directions de polarisation perpendiculaires entre elles.

Les ondes sont **polarisées circulairement** quand la vibration décrit un cercle. La valeur de u reste constante.

Les ondes sont **polarisées elliptiquement** quand leur vibration décrit une ellipse. La valeur de u n'est pas constante dans ce cas.

Les **ondes harmoniques** sont des ondes dont la grandeur u est une fonction sinusoïdale du temps. Pour une onde de fréquence v progressant à la vitesse v dans le sens positif sur l'axe des x , la solution est :

$$u = u_0 \sin 2\pi v(t - x/v) \quad \text{Onde harmonique}$$

avec u_0 : élongation maximale ou **amplitude** de l'onde.

Il est souvent plus pratique et plus simple de représenter cette solution sous une notation complexe. Pour une onde harmonique se déplaçant dans le sens positif sur l'axe des x , la solution complexe est :

$$u = u_0 \exp(i2\pi v(t - x/v))$$

L'amplitude u_0 d'une onde plane reste constante. Elle est indépendante de x .

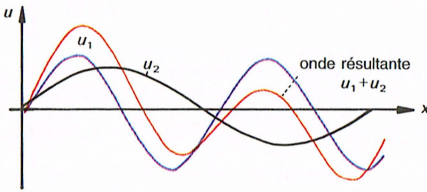
Dans le cas d'une onde sphérique issu du centre O , on a :

$$u = (u_0/r) \exp(i2\pi v(t - r/v))$$

avec r : distance à l'origine.

L'amplitude diminue selon $1/r$ contrairement aux ondes planes.

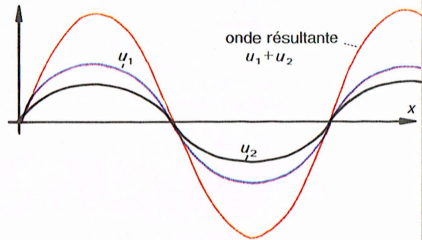
Groupe d'ondes. Un groupe d'ondes est un ensemble d'ondes sinusoïdales possédant une vitesse appelée **vitesse de groupe** différente de la vitesse v .



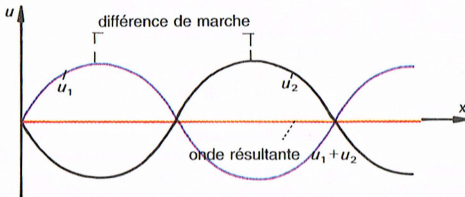
ondes u_1 et u_2 :
amplitudes : différentes
longueurs d'onde : différentes
directions : identiques
phases : identiques

Interférences entre deux ondes harmoniques planes

ondes u_1 et u_2 :
amplitudes : différentes
longueurs d'onde : différentes
directions : identiques
différence de marche : $n\lambda$

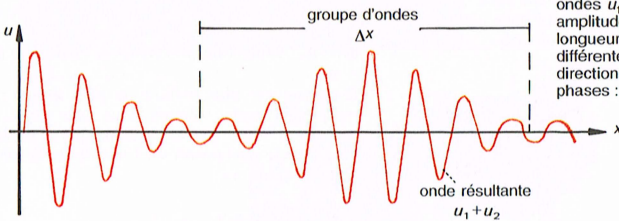


Interférences constructives



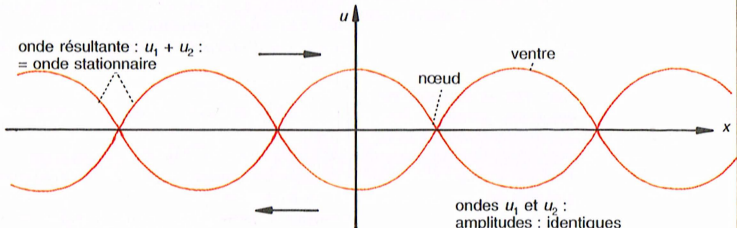
ondes u_1 et u_2 :
amplitudes : identiques
longueurs d'onde : identiques
directions : identiques
différence de marche : $(2n+1)\lambda/2$

Interférences destructives



ondes u_1 et u_2 :
amplitudes : identiques
longueurs d'onde :
différentes
directions : identiques
phases : identiques

Interférence avec formation de groupes d'ondes



onde résultante : $u_1 + u_2$:
= onde stationnaire

ondes u_1 et u_2 :
amplitudes : identiques
longueurs d'onde : identiques
directions : contraires

Ondes stationnaires

Lors de la **superposition** ou **interférence** d'ondes, les valeurs de u_1 , u_2 , u_3 s'additionnent.

$$u(x, y, z, t) = u_1(x, y, z, t) + u_2(x, y, z, t) + \dots$$

L'élongation résultante est, en règle générale, de nouveau périodique.

Lors de l'interférence de deux ondes harmoniques, on a :

$$u = A_1 \sin 2\pi \nu_1 (t - x/v + \beta_1) + A_2 \sin 2\pi \nu_2 (t - x/v + \beta_2)$$

avec u : élongation ; A_1 , A_2 : amplitudes ; $\nu_1 = v/\lambda_1$, $\nu_2 = v/\lambda_2$: fréquences ; t : temps ; v : vitesse ; β_1 , β_2 : phases.

La résultante est une onde périodique mais la plupart du temps elle n'est plus sinusoïdale.

Cas particulier :

1) Si $A_1 = A_2$, et que toutes les autres valeurs sont par ailleurs égales, on a :

$$u = (A_1 + A_2) \sin 2\pi \nu (t - x/v + \beta)$$

L'onde résultante est une onde harmonique et conserve les mêmes caractéristiques. Seule l'amplitude change. Elle est égale à la somme des amplitudes de chaque onde qui interfèrent.

2) S'il existe une différence de phase entre les deux ondes, alors : $\beta_1 \neq \beta_2$.

On observe dans ce cas, une onde qui suit l'autre avec une **différence de marche** Δx ou δ . Les différences de marche Δx , $\Delta x + \lambda$, $\Delta x + 2\lambda$, ... sont égales. L'onde résultante est une onde harmonique de même longueur d'onde et dont l'amplitude dépend de A_1 , A_2 et de la différence de marche Δx .

2a) Si la différence de marche est égale à 0, λ , 2λ , 3λ , ..., alors il y a interférence constructive.

2b) Si la différence de marche est égale à $\lambda/2$, $3\lambda/2$, $5\lambda/2$, ..., alors il y a interférence destructive. Quand $A_1 = A_2$, il y a **extinction** des ondes. L'amplitude est annulée.

3) Si les ondes n'ont pas les mêmes fréquences $\nu_1 \neq \nu_2$ et toutes les autres valeurs sont par ailleurs égales, on a :

$$u = 2A \sin((\omega_1 + \omega_2)/2)t \cdot \cos((\omega_1 - \omega_2)/2)t$$

avec $\omega = 2\pi\nu = 2\pi v/\lambda$

L'onde résultante est en générale périodique, mais non harmonique.

Si les deux fréquences ν_1 , ν_2 sont peu différentes, on a $\omega_1 - \omega_2 = \Delta\omega \ll \omega_1$, et $\omega_1 + \omega_2 = 2\omega_1$. Alors :

$$u = 2A \cos((1/2)\Delta\omega t) \sin \omega_1 t$$

L'amplitude change périodiquement avec la fréquence $\Delta\nu = \Delta\omega/2\pi$, entre les valeurs extrêmes 0 et $2A$. On est en présence d'une **modulation d'amplitude**.

L'onde résultante forme différents **groupes d'ondes** qui sont séparés les uns des autres par de petites déviations. Ces groupes d'ondes se meuvent avec une **vitesse de groupe**.

$$v_g = -\lambda(dv/d\lambda) + v$$

v_g : vitesse de groupe ; v : vitesse de phase de l'onde résultante.

Vitesse de groupe et vitesse de phase coïncident seulement si $dv/d\lambda = 0$, c.-à-d. lorsque v est indépendante de λ et qu'il n'existe donc aucune dispersion.

Exemple : Lorsque deux diapasons vibrent avec des fréquences peu différentes, on entend une modulation d'amplitude. Le son augmente et diminue périodiquement. La modulation d'amplitude joue un rôle important en radio **AM** : le signal est superposé à une onde porteuse, et son amplitude se trouve ainsi modulée.

Les décharges électriques dans l'atmosphère, les moteurs déparasités et les émetteurs voisins modulent l'onde porteuse pour la radio **AM**. Si l'on module la phase de l'onde porteuse avec le signal, des parasites n'apparaissent que très rarement. Pour transmettre toutes les fréquences audibles, la fréquence ν de l'onde porteuse doit être très grande. La réception est encore meilleure (avec moins de parasites) si l'on module la fréquence ν de l'onde porteuse avec le signal (radio **FM**).

Résumé :

Modulation d'amplitude :

$$u(t) = u_0(A + a(t))\cos\omega_0 t$$

Modulation de phase :

$$u(t) = u_0\cos(\omega_0 t + a(t))$$

Modulation de fréquence :

$$u(t) = u_0 A \sin(\omega_0 t + a(t)/A)$$

$a(t)$: évolution temporelle du signal ; ω_0 : pulsation de l'onde porteuse ; A : amplitude de l'onde porteuse.

Les **ondes stationnaires** sont des ondes longitudinales ou transversales immobiles. Elles ont pour origine la superposition d'ondes planes de même fréquence et de même amplitude, mais de sens opposés. Par ex. pour la direction x , on a :

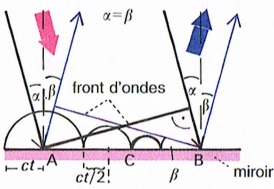
$$u = A \sin 2\pi \nu (t - (x/v)) + A \sin 2\pi \nu (t + (x/v))$$

On obtient ainsi :

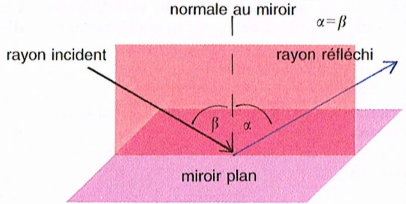
$$u = 2A \cos(2\pi \nu x/v) \sin 2\pi \nu t$$

L'amplitude de l'onde résultante est nulle pour des valeurs de $x = \lambda/4$, $3\lambda/4$, $5\lambda/4$, ... A ces endroits, on observe des **nœuds**.

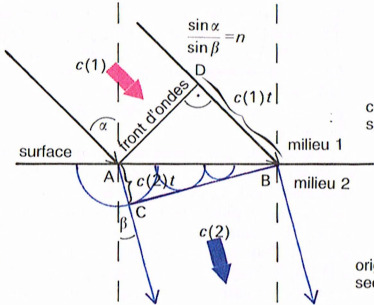
Pour des valeurs de $x = \lambda/2$, $3\lambda/2$, $5\lambda/2$, ... on observe des **ventres**. L'amplitude atteint sa valeur maximale.



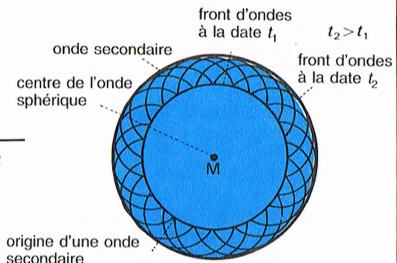
Loi de la réflexion



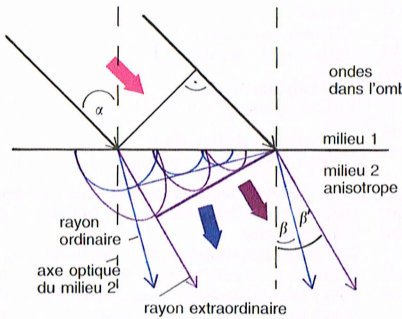
Rayon incident et rayon réfléchi sur un miroir plan



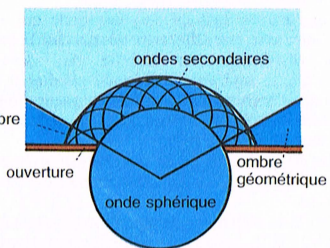
Loi de la réfraction



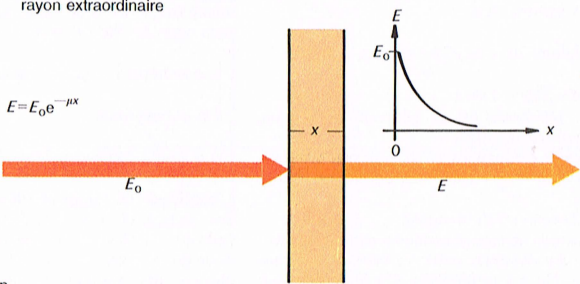
Coupe d'une onde sphérique



Biréfringence



Onde sphérique à travers une ouverture



Loi d'absorption

On peut assimiler un point de l'espace atteint par une onde comme une source d'**ondes secondaires** ou **ondelettes**. Ces ondelettes constituent ultérieurement une surface d'onde qui représente l'enveloppe de celle-ci. Ce **principe de Huygens** (P.H.), formulé par CHRISTIAN HUYGENS (1629-1695), est valable pour les ondes transversales ou longitudinales. En admettant que l'amplitude et la phase des ondes secondaires soient celles qu'un point reçoit de l'onde incidente, on peut considérer que cette dernière est la somme de toutes les ondes secondaires : élargissement du P.H. par AUGUSTIN FRESNEL (1788-1827).

Le P.H. explique aisément les phénomènes de diffraction comme la propagation de la lumière dans l'ombre géométrique. Toutefois la plupart des ondes secondaires apparues lors du passage par un diaphragme s'éteignent par interférence. La version moderne du P.H. établie par GUSTAV KIRCHHOFF (1824-1887) tient compte des amplitudes, des phases et des directions des ondes secondaires.

La **loi de la réflexion** est déduite du P.H. : si une onde plane incidente tombe sur un miroir selon un angle α , il est émis du premier point de contact (A) une onde secondaire qui parcourt la distance $v\Delta t$ pendant une durée Δt (v : vitesse de l'onde secondaire). Pendant cette durée, une autre partie de l'onde plane incidente atteint le miroir au point (B) et renvoie également une onde secondaire. Tous les points compris entre A et B se comportent également comme des sources secondaires. En particulier, le rayon de l'onde secondaire provenant du point C, équidistant de A et de B, est égal à $v\Delta t/2$. L'enveloppe de toutes ces ondes secondaires est une droite, donc un front d'ondes qui quitte le miroir sous un angle β . L'angle entre la normale au front d'ondes et la normale au miroir (*angle d'incidence*) est égal à l'angle entre la normale au front d'ondes réfléchies et la normale au miroir (*angle de réflexion*).

Lois de la réflexion :

angle d'incidence = angle de réflexion

Le rayon réfléchi, le rayon incident et la normale au miroir sont dans un même plan (plan d'incidence).

La **loi de la réfraction** se déduit de la même manière du P.H. : si une onde passe d'un milieu 1 à un milieu 2, sa vitesse de propagation change de v_1 à v_2 . L'onde est *réfractée*.

Si un front d'ondes planes tombe avec une incidence oblique sur une surface en A, un autre point (D) du même front d'ondes mettra une durée Δt pour atteindre la surface en B. Pendant cette durée

Δt = distance DB/ $v(t)$, l'onde secondaire issue de A s'est propagée dans le milieu 2 sur une distance $v(2)\Delta t$. D'autres ondes secondaires, issues des points compris entre A et B, se sont également propagées dans le milieu 2. L'enveloppe de ces ondes secondaires constitue un nouveau front d'ondes. On peut conclure géométriquement :

$$DB/AB = \sin \alpha = v(1)\Delta t/AB \text{ et}$$

$$AC/AB = \sin \beta = v(2)\Delta t/AB$$

La **loi de la réfraction** peut s'écrire :

$$\sin \alpha / \sin \beta = v(1)/v(2) = n$$

avec v : vitesse de l'onde dans les milieux 1 et 2 ; n : indice de réfraction.

Le rayon incident, le rayon réfracté, et la normale à la surface sont dans un même plan.

SNEL VAN ROJEN (SNEEL) découvrit en 1620, à partir d'expériences sur les rayons lumineux, la loi de la réfraction.

La **biréfringence** apparaît quand le milieu 2 est anisotrope, c.-à-d. que la vitesse $v(2)$ n'est pas la même dans toutes les directions dans ce milieu. Cette double réfraction apparaît surtout dans les cristaux, par ex. dans le spath ou le quartz, mais également dans d'autres substances anisotropes et même dans les liquides.

A l'aide du P.H., on peut montrer, comme pour la réfraction, que le rayon qui pénètre dans le milieu anisotrope est divisé en un rayon *ordinaire* et un rayon *extraordinaire*. Les plans d'ondes des deux rayons sont perpendiculaires entre eux. Comme les indices de réfraction du rayon ordinaire et du rayon extraordinaire sont légèrement différents, ils peuvent être séparés, par ex. dans le prisme polariseur de Nicol.

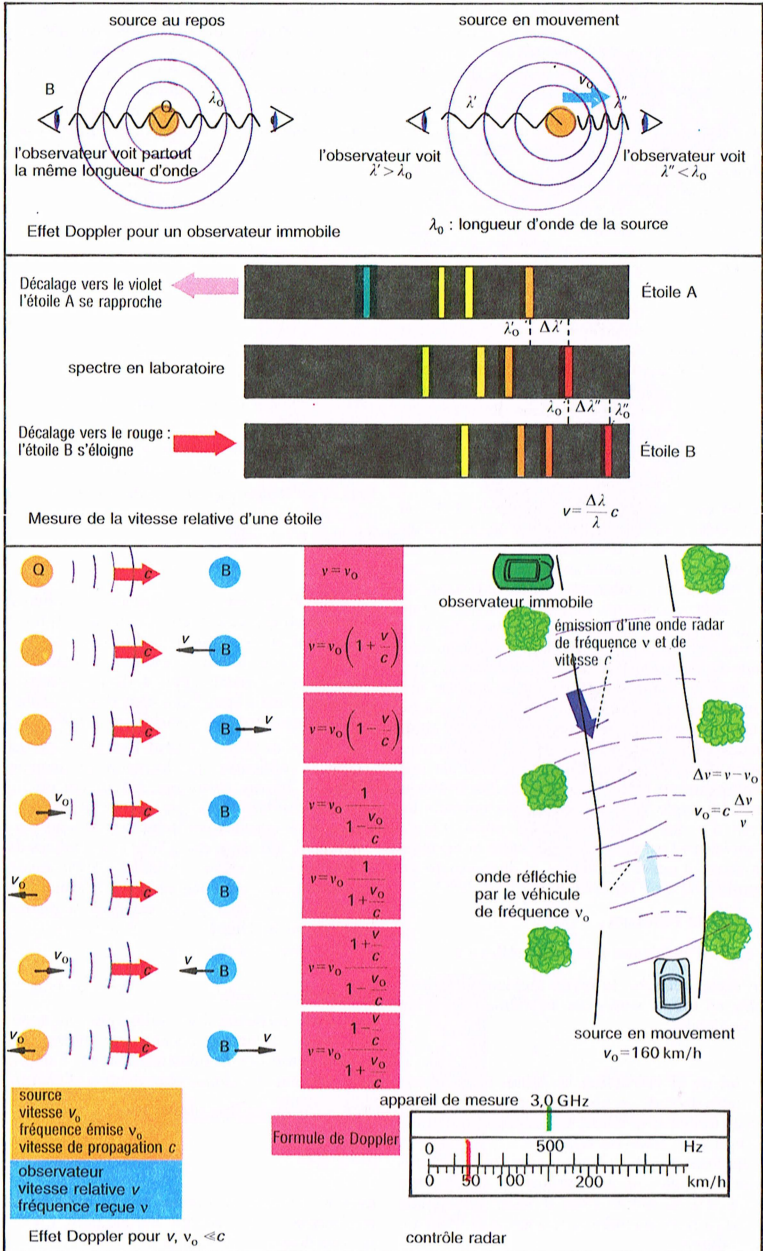
Absorption d'ondes

Lors de la traversée d'un milieu par une onde, des pertes d'énergie apparaissent inévitablement à cause des frottements. Par ex. l'amplitude diminue. La diminution relative d'énergie est constante et suit la loi exponentielle :

$$E = E_0 e^{-\mu x}$$

Loi d'absorption

avec E : énergie de l'onde dans le milieu à la profondeur x ; E_0 : énergie initiale pour $x = 0$; μ : coefficient d'absorption.



Si une source émet des ondes de fréquence ν_s ou de longueur d'onde λ_s , un observateur reçoit ces ondes avec une fréquence modifiée ν ou une longueur d'onde λ . Si la source et le récepteur ne se déplacent pas l'un par rapport à l'autre, $\nu_s = \nu$ et $\lambda_s = \lambda$. En revanche, s'il existe un mouvement relatif entre la source et le récepteur, on a $\nu_s \neq \nu$ et $\lambda_s \neq \lambda$.

CHRISTIAN DOPPLER (1803-1853) découvrit cet effet qui se manifeste dans de nombreux phénomènes physiques. Les applications sont nombreuses, tant au niveau atomique qu'en astrophysique.

1) La **source est au repos** et le récepteur en mouvement :

a) le récepteur se déplace vers la source. Il reçoit de ce fait plus d'ondes par unité de temps qu'au repos et enregistre une augmentation de la fréquence. La fréquence reçue est :

$$\nu = \nu_s + \nu_s(\nu_R/u) = \nu_s(1 + \nu_R/u)$$

ν : fréquence mesurée par le récepteur ; ν_s : fréquence de la source ; ν_R , u : respectivement vitesse du récepteur et vitesse de l'onde.

b) le récepteur se déplace en s'éloignant de la source. Il reçoit alors moins d'ondes par unité de temps qu'au repos et enregistre une diminution de la fréquence. La fréquence reçue est :

$$\nu = \nu_s - \nu_s(\nu_R/u) = \nu_s(1 - \nu_R/u)$$

2) Le **récepteur est au repos** et la source est en mouvement.

a) la source se déplace vers le récepteur. Pendant une période $T = 1/\nu_s$, la source se déplace d'une distance $\nu_s T = \nu_s/\nu_s$, en direction du récepteur. La longueur d'onde reçue est alors plus petite. On a :

$$\lambda = \lambda_s - \nu_s/\nu_s = (u/\nu_s)(1 - \nu_s/u)$$

Le récepteur enregistre une fréquence égale à :

$$\nu = \nu_s(1 - (\nu_s/u))$$

avec λ , ν : respectivement longueur d'onde et fréquence mesurées par le récepteur ; λ_s : longueur d'onde de la source ; ν_s : fréquence de l'onde émise par la source ; ν_s : vitesse de la source.

b) la source se déplace en s'éloignant du récepteur. La fréquence de l'onde reçue est dans ce cas :

$$\nu = \nu_s(1 + (\nu_s/u))$$

3) La **source et le récepteur sont en mouvement**.

Dans ce cas le récepteur enregistre la fréquence :

$$\nu = \nu_s(1 + (\nu_R/u)) / (1 - \nu_s/u), \text{ ou}$$

$$\nu = \nu_s(1 - (\nu_R/u)) / (1 + \nu_s/u))$$

avec ν_R : vitesse du récepteur.

Les vitesses sont mesurées ici par rapport à un milieu de propagation au repos. Suivant la direction du déplacement, ν_s ou ν_R seront alors positives ou négatives.

Exemple : Si une locomotive siffle (source) en s'avancant vers un observateur (récepteur), celui-ci entend un son avec une fréquence plus élevée que celle que perçoit le voyageur dans le train. Lorsque la locomotive a dépassé l'observateur, la fréquence du son diminue.

Si une étoile s'éloigne de nous, nous observons un déplacement spectral vers les longueurs d'onde plus longues : **décalage vers le rouge, effet Hubble**. L'interprétation de ce déplacement vers le rouge par l'effet Doppler permet de connaître la vitesse relative de cette étoile par rapport à la Terre.

Radar Doppler. Si un faisceau radar est réfléchi par un objet en mouvement, sa fréquence change. La nature du changement de la fréquence indique si l'objet s'approche du récepteur ou s'en éloigne. La grandeur de ce changement de fréquence donne la vitesse relative de l'objet. Ce phénomène est exploité pour la détermination de la vitesse des automobiles lors des contrôles routiers.

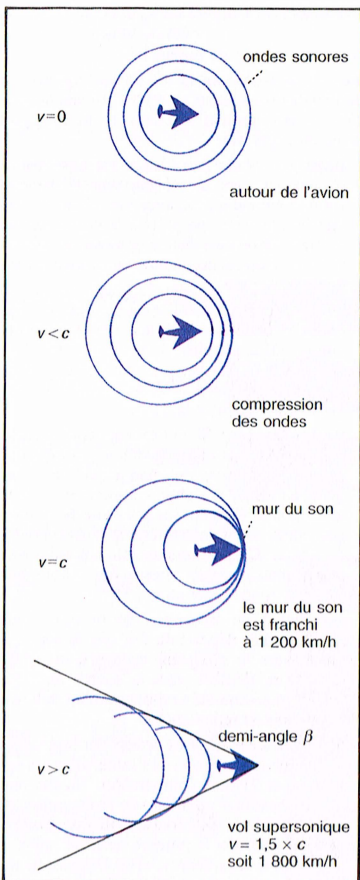
La variation de fréquence $\Delta\nu = \nu_s - \nu$ pour l'effet Doppler dépend du fait que la source se déplace vers le récepteur au repos ou que le récepteur se déplace vers la source au repos. Tous les mouvements se rapportent au milieu de propagation au repos choisi.

Si les vitesses sont très petites par rapport à la vitesse de propagation de l'onde, alors les égalités 1) et 2) sont comparables. Si une onde n'a pas besoin d'un milieu de propagation, par ex. la lumière, la variation de fréquence ne dépend que de la vitesse relative entre la source et le récepteur. L'effet Doppler ne met en évidence, dans ce cas, qu'un mouvement relatif de la source par rapport au récepteur.

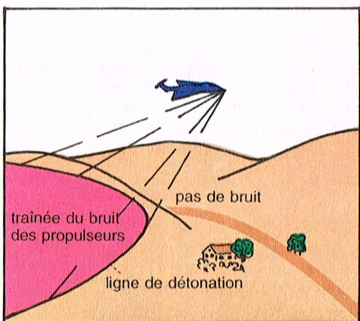
Effet Doppler en **mécanique relativiste**. Si la vitesse v n'est pas petite devant la vitesse de propagation u , c.-à-d. que le rapport $(v/u)^2$ tend vers 1, il apparaît alors un terme supplémentaire en racine carrée dans les formules de Doppler :

$$\nu = \nu_s \sqrt{1 - (v^2/u^2)} / (1 - (v/u))$$

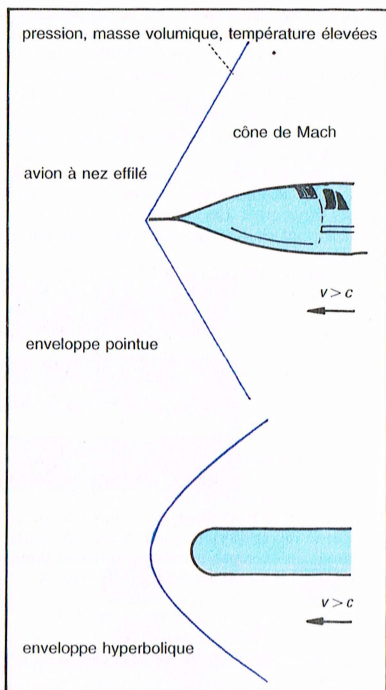
Au contraire de l'effet Doppler en mécanique classique, on observe en mécanique relativiste un effet Doppler lorsque v et u sont perpendiculaires (*effet Doppler transversal*).



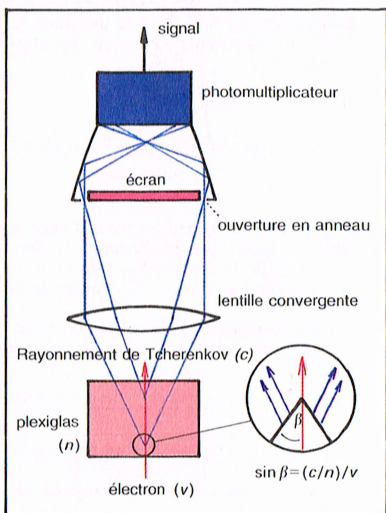
Cône de Mach



Vol supersonique



Onde de choc



Rayonnement de Tcherenkov émis par le cône de Mach

Si un objet se déplace avec une vitesse v dans un milieu au repos, il devient une source de perturbations qui se répandent sous forme d'ondes, avec une vitesse de phase u , dans toutes les directions. L'effet Doppler décrit la progression d'une perturbation dans un milieu donné et le décalage de fréquence qui l'accompagne quand la source est en mouvement.

Si v augmente, c.-à-d. si l'objet, source des perturbations, se déplace de plus en plus vite, on observe une compression des ondes devant l'objet. Derrière la perturbation, la longueur d'onde devient de plus en plus grande. Les différents cônes d'ondes provenant de l'objet ne se coupent pas tant que $v < u$.

Au moment où l'objet se déplace à la même vitesse que l'onde, $v = u$, les ondes se chevauchent en un point et s'additionnent.

Quand $v > u$, l'objet se déplace plus vite que la perturbation et laisse l'onde correspondante derrière lui. Maintenant, les différents cônes d'ondes se recoupent. Celles produites par l'objet ultérieurement dépassent les premières. Ces différentes ondes interfèrent. La plupart s'éteignent, il ne reste donc qu'un front d'ondes en forme de cône, le **cône de Mach**, d'après ERNST MACH (1838-1916).

On peut déterminer géométriquement l'angle d'ouverture du front d'onde. Une telle onde s'appelle l'**onde balistique** ou onde de choc. L'angle α pour expression :

$$\sin \beta = u/v = 1/M$$

Cône de Mach

avec

$M = v/u$: **Nombre de Mach** ; β : demi-angle d'ouverture au sommet du cône ; v : vitesse de l'objet ; u : vitesse de propagation de la perturbation. Pour $v = u$, le nombre de Mach est égal à 1. L'onde de choc est dans ce cas un front d'onde plan, perpendiculaire à v . Au fur et à mesure que le nombre de Mach augmente, le cône de Mach devient de plus en plus étroit.

Cône de Mach pour différentes ondes :

Les **ondes sonores** émises par un objet (par ex. un avion, un coup de feu), se déplaçant dans l'air à la vitesse v , se propagent avec une célérité c , appelée vitesse du son. Au moment où la source sonore se déplace plus vite que le son lui-même (domaine supersonique, $v > c$), il apparaît un cône de Mach dont l'angle d'ouverture est $\sin \beta = c/v$. Il s'agit d'une **onde de choc**. Les molécules présentes dans l'air ne peuvent éviter la perturbation suffisamment vite. Il apparaît des densités très élevées, pendant des durées très courtes, ainsi que des variations de températures et de pressions très importantes. Ces variations se traduisent par l'apparition du **bang supersonique**.

Une telle onde de choc peut être produite en laboratoire grâce à un **tube à ondes de choc**. On

examine, à l'aide de ce dispositif, les propriétés des matériaux, dans des conditions physiques extrêmes.

Si, par exemple, un avion veut dépasser la vitesse du son, il doit traverser le front d'ondes du cône de Mach, couramment appelé le **mur du son**. Ce nom provient du fait qu'il règne des conditions physiques extrêmes à l'intérieur du front d'ondes. Cette zone de transition ressemble ainsi à un obstacle ou un mur.

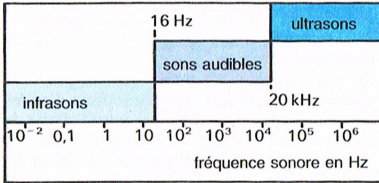
La forme exacte du cône de Mach à la pointe dépend du profil du nez de l'avion : il est pointu pour un nez en forme d'aiguille et hyperbolique pour un nez plat. Aussitôt que l'avion a traversé le mur du son, il vole dans la pointe du cône de Mach et laisse derrière lui les ondes sonores. Le son suit comme une **trainée sonore**.

Ondes électromagnétiques. Lorsqu'une particule chargée électriquement (par ex. un électron ou un proton) se déplace à grande vitesse à travers un milieu, un rayonnement électromagnétique est émis. Ce rayonnement n'apparaît que lorsque la vitesse de la particule chargée est supérieure à la vitesse de phase de la lumière dans le milieu. Il s'agit du **rayonnement de Tcherenkov** (prix Nobel 1958), découvert par PAVEL TCHERENKOV (1904-1990) et IGOR TAMM (1895-1971), en 1934.

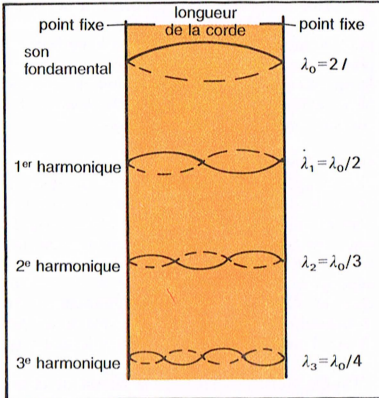
Un électron peut dépasser la vitesse de phase de la lumière c_n dans un milieu car $c_n = c/n$, avec c : vitesse de la lumière dans le vide ; n : indice de réfraction du milieu. Dans ce cas, les atomes présents dans le milieu sont polarisés et émettent un rayonnement électromagnétique. Comme un électron riche en énergie est plus rapide que le rayonnement, il apparaît un cône de Mach ayant pour sommet cet électron. Cette enveloppe émet un rayonnement lumineux bleuâtre. Si l'on mesure l'angle d'ouverture du cône de la lumière, on obtient alors la vitesse de l'électron, d'après la relation de Mach.

Des **ondes dans l'eau** apparaissent lorsqu'un objet repousse les molécules d'eau. Si l'objet est un bateau rapide se déplaçant avec une vitesse v plus élevée que la vitesse de propagation u des ondes dans l'eau, un cône de Mach avec un angle d'ouverture $\sin \beta = u/v$ apparaît devant le nez du bateau. Dans des conditions idéales, deux lignes de Mach partent du bateau à la surface de l'eau.

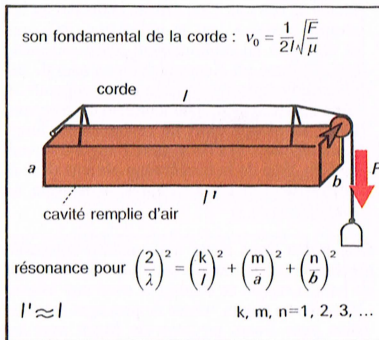
94 Acoustique



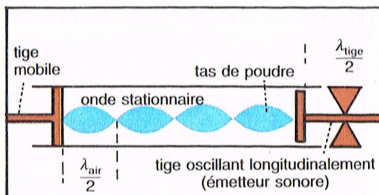
Classification des sons



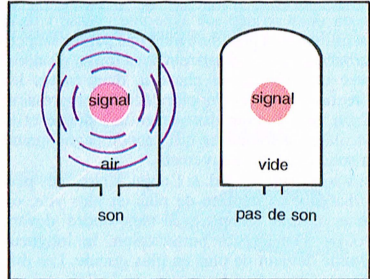
Vibrations d'une corde



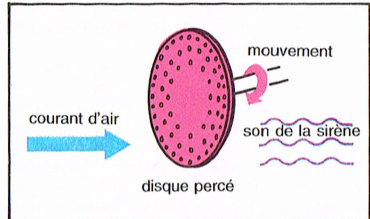
Caisse de résonance



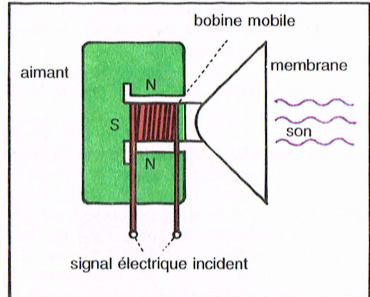
Tube de Kundt



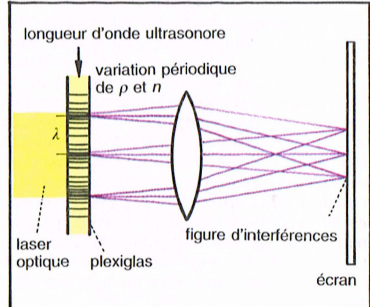
Les ondes sonores ne se propagent pas dans le vide.



Principe de la sirène à trous



Haut-parleur électrodynamique



Interféromètre à ultrasons de Debye et Sears

Les déformations élastiques de l'air s'appellent des **ondes sonores**. Si leur gamme de fréquence se situe entre 16 et 20 000 Hz, nous les entendons (*sons audibles*). En dessous de 16 Hz se situent les *infrasons* et au-dessus de 20 000 Hz les *ultrasons*. Dans les milieux solides, des déformations élastiques apparaissent sous forme d'ondes transversales et longitudinales ; dans les milieux liquides et gazeux, il n'y a que des ondes longitudinales. Les nœuds de vibration sont les endroits de plus grande variation de pression, donc des ventres de pression ; inversement, les ventres de vibration coïncident avec les nœuds de pression.

Sources sonores

Tout objet qui oscille dans un milieu émet des ondes sonores. La *longueur d'onde sonore* est

$$\lambda = c/v$$

avec

c : vitesse du son ; v : fréquence.

Les **cordes** et les **barres** sont des sources de son linéaires dont les vibrations propres forment des ondes stationnaires (voir p. 83), les extrémités étant des nœuds de vibration. Les longueurs d'onde sont :

$$\lambda_n = 2l/n$$

avec

l : longueur de l'objet qui oscille ; $n = 1, 2, \dots$

L'oscillation correspondant à $n = 1$ s'appelle *son fondamentale* ; les suivantes sont les *harmoniques*.

La *fréquence fondamentale d'une corde tendue* est

$$v_0 = 1/(2)l\sqrt{F/\mu}$$

avec

l : longueur de la corde ; F : tension ; μ : masse linéique.

Comme v_0 est proportionnel à $\sqrt{F}$, on peut facilement « accorder » la corde.

Cordes (de violon ou de guitare par ex.) et barres sont de mauvais émetteurs de son, elles ont besoin de *caisses de résonance*, qui vibrent et amplifient le son. La caisse de résonance renvoie les sons indépendamment les uns des autres ; le timbre dépend de sa forme.

Le son fondamental des cavités munies d'une petite ouverture dépend de leur volume, ce qui permet l'*analyse des sons (résonateurs de Helmholtz)*. Aujourd'hui, l'enregistrement électronique rend possible l'analyse de Fourier (voir p. 81).

Membranes, disques et cloches sont des sources sonores à deux dimensions.

Les **tuyaux sonores** sont de deux sortes :

Dans les tuyaux ouverts à une extrémité, dits *tuyaux ouverts*, il se forme un ventre de vibration à chaque bout et la longueur d'onde du son fondamental est $\lambda_0 = 2l$, l étant la longueur du tuyau.

Les tuyaux fermés à une extrémité, dits *tuyaux fermés*, ont une longueur d'onde fondamentale $\lambda_0 = 4l$. Les fréquences des harmoniques sont des multiples impairs de v_0 , ce qui donne un son sourd.

Sirènes : un courant d'air tombe sur un disque percé qui tourne et l'interrompt périodiquement : v_0 est le produit du nombre de trous par la fréquence de rotation.

Les **sources sonores piézo-électriques** (voir p. 221) sont des cristaux dont la vibration produit des ultrasons.

Les **haut-parleurs** sont des sources sonores d'origine électrique.

Les *haut-parleurs électromagnétiques* comprennent une lame métallique placée dans le champ d'un aimant permanent, qui vibre sous l'action de courants alternatifs.

Dans les *haut-parleurs électrodynamiques*, une bobine électrique mobile est placée dans un champ magnétique permanent ; elle est reliée à une membrane légère à laquelle elle transmet ses vibrations : l'énergie électrique est transformée intégralement en énergie sonore.

Les **ondes sonores dans l'air** sont visibles avec le *tube de Kundt*, du nom d'AUGUST KUNDT (1839-1894) : c'est un tube de verre horizontal, qui contient de l'air et une mince couche de poudre de liège. Chacune de ses extrémités est fermée par un piston : l'un peut coulisser contre la paroi et l'autre, fixe, est solidaire d'une tige. Quand on frotte celle-ci, elle devient le siège d'ondes longitudinales qui se transmettent à l'air du tube. En déplaçant le piston mobile, on peut régler la longueur de la colonne d'air pour que s'y forment des ondes stationnaires : mise en mouvement, la poudre se rassemble aux nœuds. Connaissant c dans l'air, on peut calculer c dans la tige :

$$c(\text{tige}) = c(\text{air}) \cdot 2l/\lambda(\text{air})$$

avec

l : longueur de la tige ; $\lambda(\text{tige}) = 2l$. Or

$$c(\text{tige}) = v_0/\lambda_0 = \sqrt{E/\rho}$$

avec

ρ : masse volumique du matériau constituant la tige ; E : module d'élasticité ; on en déduit E dans le matériau constituant la tige.

On étudie les **longueurs d'onde ultrasonores** grâce à l'interférométrie.

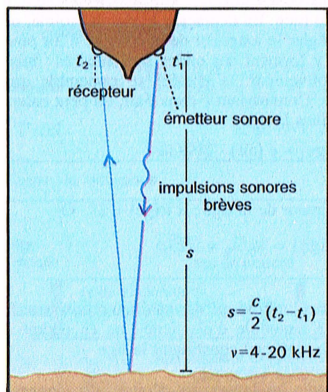
96 Acoustique

substance	c en m/s
air sec	331,4
ammoniac	415
hélium	965
dioxyde de carbone	259
méthane	430
oxygène	316
hydrogène	1 284
chloroforme vapeur	171
méthanol vapeur	335
vapeur d'eau (134 °C)	494
acétone	1 174
benzène	1 295
chloroforme liquide	987
glycérine	1 904
mercure	1 450
eau	1 497
eau de mer	1 531
aluminium	6 420
plomb	2 160
fer	5 950
or	3 240
cuivre	5 010
argent	3 650
titane	6 070
crown	5 100
néoprène	1 600
plexiglas	2 680

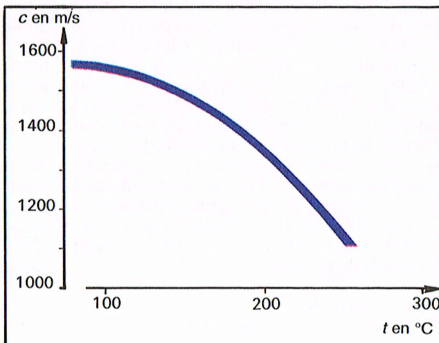
Vitesse du son à 20 °C

source sonore	P en Watt
sirène d'alarme	3 000
haut-parleur	100
orgue (max.)	10
grand orchestre	5
trompette (max.)	0,3
piano à queue (max.)	0,2
violon (max.)	10^{-3}
conversation	10^{-5}

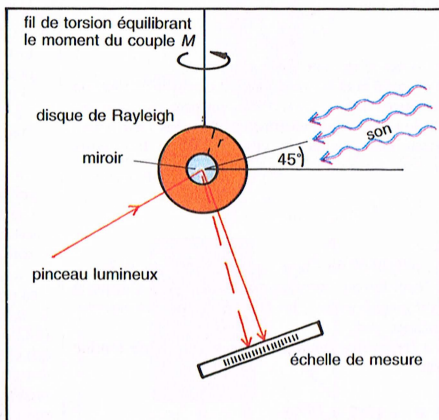
Quelques valeurs de l'énergie sonore



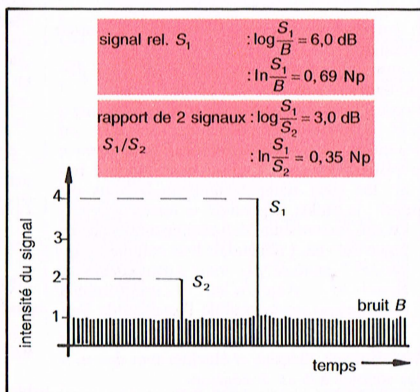
Principe du sonar (voir p. 101)



Vitesse du son dans l'eau



Mesure de l'intensité acoustique I avec le disque de Rayleigh



Décibel et néper

La **vitesse du son** c peut être calculée :

— à partir de la longueur d'onde λ , connaissant la fréquence ν , grâce à la relation : $c = \lambda \nu$;
 — en mesurant la durée d'un paquet d'ondes sonores (écho, éclair et tonnerre, explosion) ;
 — à partir des données mécaniques et thermodynamiques du milieu vecteur.

Dans un **fluide**, la propagation des ondes sonores est un phénomène adiabatique (voir p. 111) : la variation de volume de chaque tranche est assez rapide pour que des échanges de chaleur n'aient pas le temps de se produire. On montre que la **vitesse du son** est alors donnée par la formule :

$$c = 1/\sqrt{\chi_s \rho}$$

où χ_s est le coefficient de compressibilité (voir p. 58) adiabatique ; ρ est la masse volumique.

Dans les **gaz**, on a :

$$\chi_s = c_v/c_p \cdot p$$

c_v et c_p sont les chaleurs massiques à volume et pression constants, et p la pression. On a alors la **formule de Laplace**, démontrée par PIERRE LAPLACE (1749-1827) :

$$c = \sqrt{c_p p / c_v \rho}$$

Dans le cas particulier d'un **gaz parfait** (voir p. 109), p/ρ ne dépend que de la température et c aussi.

Exemple : si l'on considère l'air comme un gaz parfait, en mettant dans la formule ses valeurs thermodynamiques, on obtient : $c = 331,4$ m/s à 0°C sous une pression normale.

Tant que les perturbations apportées par l'onde sonore dans le milieu vecteur n'entraînent que de très faibles changements locaux de température, on trouve

$$c = c_N \sqrt{1 + \alpha t}$$

$c_N = c$ à 0°C ; $\alpha = 1/273,15^\circ\text{C}^{-1}$; t = température du milieu vecteur en °C.

Dans le cas des **gaz réels** au contraire, c dépend aussi de la pression.

Dans les **liquides**, c ne dépend que très peu de la température et de la pression, contrairement à ce qui se passe dans les gaz.

Pour les **solides**, la formule donnant la vitesse des ondes longitudinales est différente selon qu'il s'agit d'un corps linéaire ou illimité.

Pour les tiges et les fils métalliques (voir p. 95), on admet :

$$c = \sqrt{E/\rho}$$

avec E : module d'élasticité ; ρ : masse volumique.

Pour les corps illimités, on trouve :

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1 + \nu}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)}}$$

où ν est le coefficient de Poisson (voir p. 77).

Dans le même matériau, c est notablement plus grand pour les corps illimités que pour les corps à deux dimensions (pour le cuivre, par exemple, l'écart est de 25 % environ).

La **résistance acoustique** est une grandeur importante en ce qui concerne le passage des ondes d'un milieu à un autre. Il n'y a aucune transformation en chaleur et il ne s'agit donc pas d'une résistance au sens habituel : c'est simplement un concept utile par analogie avec la loi d'Ohm (voir p. 227). On pose :

$$Z = \rho c$$

Z s'exprime en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

L'**intensité acoustique** I , mesurée en W/m^2 mais exprimée traditionnellement en W/cm^2 , est l'énergie d'une onde sonore par unité de surface réceptrice et de temps :

$$I = \rho \omega^2 A^2 c/2$$

avec

$\omega = 2\pi\nu$; A : amplitude de la vibration.

Un appareil appelé *disque de Rayleigh* permet de mesurer la **pression sonore**, fonction simple de I .

L'**énergie sonore** P , mesurée en watt, est l'intégrale de l'intensité sur la surface réceptrice.

Dans la technique sonore, on s'intéresse plutôt au rapport x de deux énergies P_1 et P_2 ; x s'exprime en bel (abréviation B), du nom d'ALEXANDER BELL (1847-1922). On pose :

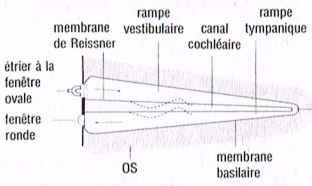
$$x = \log (P_2/P_1) \text{ en bel.}$$

Pour des raisons pratiques, on préfère souvent au bel le décibel (dB), qui vaut 1/10 bel.

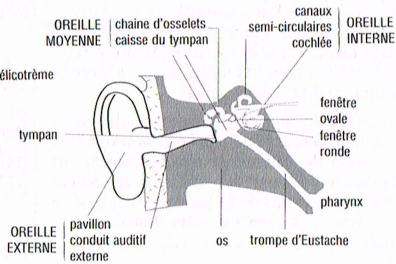
On exprime aussi le rapport de deux grandeurs en néper (Np), du nom de JOHN NAPIER (1550-1617).

$$x = 0,5 \ln (P_1/P_2) \text{ en néper.}$$

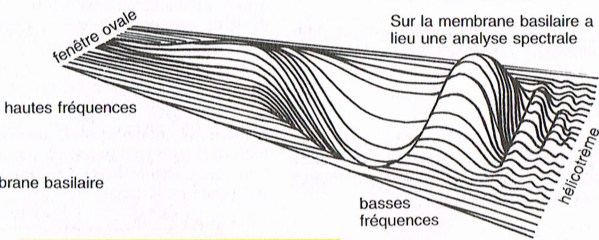
Bel (ou décibel) et néper *ne sont pas* des unités : ils donnent uniquement le logarithme du rapport de deux puissances, mais on les considère comme des unités. Ils ne se limitent pas à l'acoustique.



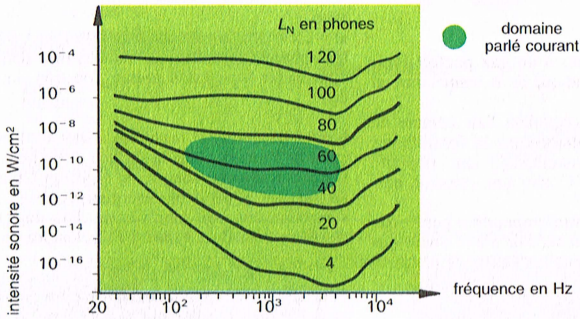
Modèle de cochlée déroulée



Les trois parties de l'oreille



La membrane basilaire



Courbes isononiques

source sonore	L_N en phones	I en W/cm²
seuil de douleur	130	10^{-3}
avion au sol	120	10^{-4}
marteau pneumatique	110	10^{-5}
fanfare	90	10^{-7}
cris	80	10^{-8}
orchestre d'instr. à vent	60	10^{-10}
conversation	40	10^{-12}
trafic	30	10^{-13}
chuchotement	20	10^{-14}
seuil d'excitation	0	10^{-16}

Niveau d'isonie L_N à 1 kHz

Quand les ondes sonores atteignent l'oreille humaine, elles y provoquent une sensation : nous **entendons**.

Anatomie de l'oreille

Les ondes sont d'abord captées par le pavillon (cartilagineux), puis cheminent dans le conduit auditif : ces deux éléments constituent l'*oreille externe*. Elles font ensuite vibrer une membrane, le *tympa*n, qui obture une cavité remplie d'air, la caisse du tympa ; elles sont alors transmises par la chaîne des trois *osselets*. La caisse du tympa communique avec le pharynx par un conduit, la trompe d'Eustache, qui permet d'égaliser les pressions sur les deux faces du tympa. Caisse du tympa et osselets constituent l'*oreille moyenne*. A la suite de celle-ci se trouve l'*oreille interne*, qui contient un liquide, la *pérylimphe* ; elle comprend les organes d'équilibration (les plus visibles sont les canaux semi-circulaires), et l'organe de l'ouïe, la *cochlée*, qui reçoit les vibrations par l'intermédiaire de la *fenêtre ovale*, obturée par le dernier des osselets (l'*étrier*). La *cochlée* est un tube osseux enroulé en spirale sur 2 tours 1/2. Elle est divisée par deux membranes (*membrane de Reissner* et *membrane basilaire*) en trois rampes : la *rampe vestibulaire* aboutit à la fenêtre ovale ; la *rampe tympanique* s'ouvre sur un autre orifice, la *fenêtre ronde*, qu'obture une membrane ; enfin le *canal cochléaire* contient un liquide, appelé *endolymphe*, différent de la *pérylimphe*. Les extrémités des rampes vestibulaire et tympanique communiquent par un fin canal, l'*hélicotrema*. La largeur de la membrane basilaire augmente de la base au sommet de la *cochlée* ; l'épaisseur du ligament qui la tend diminue en même temps. Cette membrane contient environ 24 000 fibres transversales qui supportent des cellules ciliées, reliées aux terminaisons du nerf auditif qui aboutit au cerveau.

Mécanisme de l'audition

L'onde sonore provenant de l'oreille externe pénètre dans l'oreille interne : une onde progressive parcourt le canal cochléaire, notamment la membrane basilaire. Celle-ci se met à vibrer, à partir de l'*étrier*, sur une longueur d'autant plus grande que la fréquence est plus basse : elle vibre en totalité au-dessous de 200 Hz. Ainsi se trouve réalisée une analyse des fréquences analogue à celle de Fourier (voir p. 81). Mais il ne s'agit pas à proprement parler de résonance : la membrane basilaire ne contient pas de résonateur de Helmholtz (voir p. 95) ; elle n'est pas uniformément tendue, son élasticité varie d'une extrémité à l'autre. Nos connaissances actuelles en physique ne permettent pas d'expliquer complètement le mécanisme de cette analyse spectrale.

Les amplitudes des ondes sur la membrane basilaire dépendent de la fréquence et de l'endroit considéré.

Les informations recueillies par les cellules ciliées sont ensuite transmises au cerveau par le nerf auditif.

Mesures physiques et sensations

L'**intensité de sensation auditive**, encore appelée **sonie** et symbolisée par S , dépend évidemment de l'intensité acoustique I (voir p. 97). D'après la **loi de Weber-Fechner**, ainsi nommée d'après ERNST WEBER (1795-1878) et GUSTAV FECHNER (1801-1887), S est proportionnel à $\log I$. C'est aussi une fonction de la fréquence sonore. Pour un son complexe (voir p. 101), la sonie à une fréquence déterminée est appelée **niveau d'isosonie** L_N .

Grâce à des microphones munis chacun d'une source de comparaison dont la fréquence est de 1 kHz, on a établi des courbes, dites **courbes isosoniques**, donnant, pour chaque fréquence, l'intensité acoustique qui produit la même sensation. On pose :

$$S = 10 \log (I/I_0)$$

L'ordre de grandeur du seuil de l'oreille pour 1 kHz est : $I_0 = 10^{-16} \text{ W/cm}^2$.

On exprime la sonie en phones. Ainsi :

Pour $S = 30$ phones, $I/I_0 = 10^3$, et

$$I = 1 \times 10^{-13} \text{ W/cm}^2 ;$$

Pour $S = 0$ phone, $I/I_0 = 1 \times 10^{-16} \text{ W/cm}^2$.

Quand S passe de 10 à 20 phones, I est multiplié par 10. Mais quand S augmente de 30 à 80 phones, I est multiplié par un facteur 10^5 : 5 ordres de grandeur !

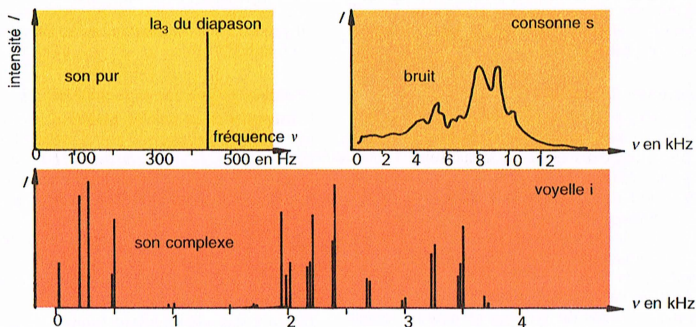
D'autre part, le doublement de I n'entraîne qu'une faible élévation de S : deux sources de 80 phones chacune ne donnent ensemble que 83 phones.

L'oreille peut percevoir un écart d'1 phone. Les valeurs numériques en phones et en décibels sont les mêmes pour la fréquence 1 kHz.

Par ailleurs, il n'y a qu'une faible différence de sonie selon qu'on entend avec une oreille ou avec les deux : cette différence n'est que de 3 phones aux environs du seuil, elle atteint 6 phones aux intensités moyennes.

Par contre, l'écoute binaurale est très importante pour la localisation des sources sonores : si une source n'est pas dans le plan de symétrie des deux oreilles, le son ne leur parvient pas en même temps, ce qui permet de localiser la direction de la source.

Il est intéressant aussi de connaître la sensibilité de l'oreille pour la hauteur des sons, c.-à-d. sa sensibilité par rapport aux fréquences. Nous entendons les sons entre 16 et 20 000 Hz (voir p. 95) ; les basses fréquences nous paraissent graves, et les fréquences élevées aiguës. Dans ce domaine de fréquences, une variation de 3/1000, en moyenne, nous permet de percevoir une différence de hauteur.



Spectres sonores

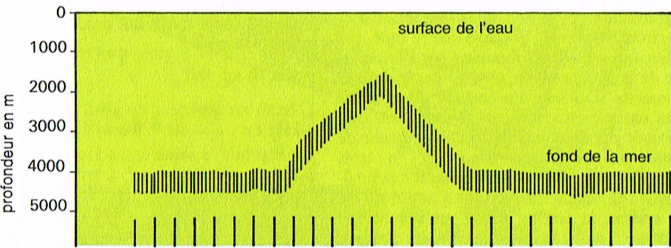
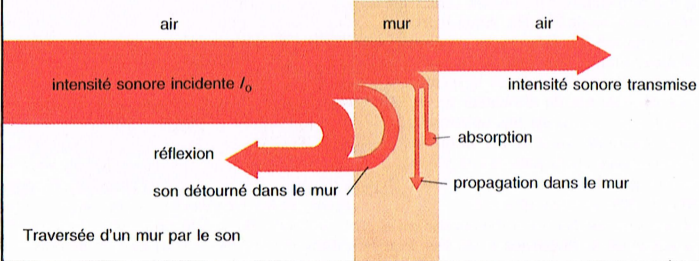


Image d'une montagne sous-marine obtenue avec un sonar



Échographie de triplés



Traversée d'un mur par le son

Spectres sonores, absorption du son 101

Les sons émis par les sources sonores ont différents **spectres sonores**.

Le **son** (émis notamment par la voix humaine pour les voyelles et par les instruments de musique) est une vibration périodique, décomposable en *sons purs* (sinusoïdaux), son fondamental et harmoniques. L'analyse de Fourier de ce *son complexe* donne un spectre discret (spectre de raies).

Les **sons purs** sont en général d'origine électronique seulement. La fréquence d'un son pur caractérise sa *hauteur*, l'amplitude son *intensité*.

Le **timbre** d'un instrument de musique dépend des rapports entre l'amplitude du son fondamental et celles des harmoniques : celles-ci varient beaucoup au cours de l'établissement et de la coupure du son.

Les **bruits** proviennent de vibrations non périodiques. L'analyse de Fourier d'un bruit donne un spectre continu, dont la forme le caractérise : on sait ainsi reconnaître le spectre d'un frémissement, d'un grondement, d'un crépitement, des différentes consonnes.

Ainsi, il se produit des *chocs sonores* avec les consonnes occlusives comme le t et le p.

La **détonation** est un bruit très bref : les amplitudes des composantes du spectre s'annulent très vite.

On parle de **bruit blanc** quand l'analyse de Fourier montre pour chaque fréquence la même amplitude, donc la même intensité.

Un **ultrason** est un son dont la fréquence se situe au-delà de la limite de perception de l'oreille humaine, donc au-dessus de 20 kHz. On s'accorde à fixer la limite supérieure des fréquences ultrasonores à 10 GHz (10^{10} Hz) ; au-delà commence le domaine des *hypersons*. On distingue donc, par fréquence croissante, les domaines suivants :

sons audibles → **ultrasons** → **hypersons**

Autrefois, on ne fabriquait des ultrasons qu'à l'aide de sifflets de Galton et de sirènes dont les trous étaient disposés irrégulièrement sur le disque en rotation. Mais on sait aujourd'hui produire des ultrasons intenses grâce à l'effet piézo-électrique et à la magnétostriction.

On peut focaliser des ondes ultrasonores, ce qui permet d'obtenir des faisceaux parallèles : ceux-ci sont utilisés par ex. dans le *sonar*, pour mesurer les distances et effectuer les localisations sous l'eau.

Autres applications des ultrasons :

Mesure des propriétés acoustiques des salles de concert à l'aide de maquettes d'architecture.

Contrôle de matériaux et détection de défauts grâce à l'observation des ondes réfléchies par les frontières entre les différentes couches.

Obtention d'images à l'intérieur d'un corps, que l'on explore ponctuellement à l'aide de faisceaux très étroits, en étudiant le moment où on reçoit l'écho. De cette manière, on établit des images par couches de l'intérieur du corps. C'est une méthode très importante pour les examens médicaux (*échographie*), car les ultrasons n'entraînent pas de lésions comme les rayons X par exemple.

Mélange de produits non miscibles habituellement.

Production de chaleur dans les couches profondes d'un corps, etc.

Cavitations. Lorsque des ondes ultrasonores se déplacent dans un liquide, les molécules qui les véhiculent sont fortement accélérées. Il apparaît des forces de tension très élevées, qui peuvent par endroits créer dans le liquide de minuscules cavités, appelées cavitations. Leur destruction est brutale et engendre des pressions énormes qui peuvent casser des macromolécules. Des gaz dissous sont ainsi éjectés (*dégazage*).

Les **hypersons** (vibrations sonores de fréquence comprise entre 10^{10} et 10^{13} Hz) sont fortement absorbés par les corps solides. La longueur d'onde des ondes élastiques doit être $\geq$ au double de la distance de deux atomes voisins, d'où une limite supérieure de la fréquence, appelée **fréquence de Debye**.

Par ex. : calcul de la fréquence de Debye dans le fer. Vitesse du son = $5,9 \cdot 10^3$ m/s ; distance entre les atomes = $2,9 \cdot 10^{-10}$ m. De la relation $v = c/\lambda$, on déduit une valeur de la fréquence de Debye d'environ 10^{13} Hz.

Absorption du son. Les variations de densité, de température et de pression qui apparaissent dans le milieu vecteur lors des vibrations sonores, ne sont pas complètement réversibles, c.-à-d. que l'énergie est finalement transformée en chaleur : si l'intensité sonore incidente est I_0 , à la profondeur x , sa valeur est devenue

$$I = I_0 e^{-ax}$$

avec

a : coefficient d'absorption sonore ; son ordre de grandeur est trois fois plus élevé pour les gaz que pour les liquides et les solides.

Si l'amplitude de l'onde sonore incidente est A_0 , à la profondeur x , on a une amplitude :

$$A = A_0 e^{-\frac{ax}{2}} \sin(\omega t - kx)$$

avec

δ : coefficient d'extinction ; $\omega = 2\pi\nu$; $k = 2\pi/\lambda$; λ : longueur d'onde.

Comme I est proportionnel à A^2 , $a = 2\delta$.

102 Thermodynamique / Échelles de température et points fixes

La **température thermodynamique** T est une grandeur physique qui décrit l'état thermique d'un corps. C'est une mesure de l'énergie cinétique moyenne de ses composantes élémentaires. On mesure T avec des *thermomètres* (voir p. 103 et suivantes).

Pour les gaz monoatomiques, la relation liant T à l'énergie cinétique moyenne des atomes E_c est particulièrement simple :

$$E_c = 3kT/2$$

où $k = 1,38 \times 10^{-23}$ J/K est la *constante de Boltzmann*, nommée ainsi d'après LOUIS BOLTZMANN (1844-1906).

La température est aussi une impression physiologique ressentie par des détecteurs de sensation de froid et de chaud qui se trouvent dans la peau. Mais ces récepteurs ne peuvent nullement constituer des instruments de mesure : en effet leur réponse est petite, non linéaire et subjective ; en outre, il est difficile de reproduire plusieurs fois la même expérience.

La température thermodynamique est une grandeur de base du Système international d'unités (S.I.).

On la mesure en kelvin (symbole K), une unité de base du système S.I.

Le kelvin est appelé ainsi d'après Lord KELVIN (WILLIAM THOMSON, 1824-1907).

Le kelvin est la 273,16^e partie de la température thermodynamique du point triple de l'eau. Au point triple sont présentes les trois phases d'un corps (solide, liquide et gazeuse).

On pourrait aussi utiliser le joule (voir p. 41) comme mesure de la température, mais alors les valeurs numériques seraient grandes et peu maniables ; de plus, on exprime traditionnellement la température dans sa propre unité.

A 0 K, $E_c = 0$: sur l'échelle de Kelvin, la température ne peut être que positive, et il est donc inutile de mettre un signe +.

Autres échelles de température (fig. p. 104)

On utilise dans la vie courante la *température Celsius* t , exprimée en °C, qui tient son nom d'ANDERS CELSIUS (1701-1744) :

$$t = T - T_0$$

avec $T_0 = 273,15$ K.

Les températures de l'échelle Celsius sont positives ou négatives ; on ne met pas de signe + devant les valeurs positives.

Le *point triple de l'eau* a la température 0,0100°C.

La *température Fahrenheit* θ , largement répandue dans les pays anglo-saxons, s'exprime en degrés Fahrenheit (°F), d'après DANIEL GABRIEL FAHRENHEIT (1686-1736) :

$$\theta = 9t/5 + 32 \text{ et } t = 5(\theta - 32)/9$$

Citons une grandeur qui n'est plus utilisée, la *température Réaumur* R , qui s'exprime en

degrés Réaumur (°R) et dont le nom vient de RENÉ-ANTOINE DE RÉAUMUR (1683-1757) :

$$R = 0,8 t \text{ et } t = 1,25 R$$

On utilise encore en météorologie le degré, qui sert à chiffrer par ex. un gradient de température (différence de température / distance correspondante).

Dans la troposphère, par ex., ce gradient vaut 0,6 degré / 100 m.

On étalonne les thermomètres à l'aide de points fondamentaux, les **points fixes**, exprimés la plupart du temps en °C. Les points fixes les plus importants sont :

le **point glace**, point de fusion de la glace, 0 °C ;

le **point vapeur**, point d'ébullition de l'eau, 100 °C.

Les **intervalles de températures**, les **différences de températures** sont numériquement identiques pour l'échelle thermodynamique et pour l'échelle Celsius. On les exprime en K ou en °C.

C'est une propriété fondamentale de tous les corps de tendre à équilibrer leur température avec celle de leur environnement. Si on laisse des objets en contact les uns avec les autres pendant un temps suffisamment long, ils finissent par prendre la même température : c'est le principe de la mesure par tous les thermomètres.

Points fixes des échelles de température
(mesurés d'après les recommandations ITS-90)

température (°C)	corps	point fixe
- 270,15 à - 268,15	He	vapeur
- 259,346 7	H ₂	point triple
- 256,125 à - 256,105	H ₂	vapeur (0,329 MPa)
- 252,89 à - 252,87	H ₂	vapeur (1,022 MPa)
- 248,593 9	Ne	point triple
- 218,791 6	O ₂	point triple
- 189,344 2	Ar	point triple
- 38,834 4	Hg	point triple
0,01	H ₂ O	point triple
29,764 6	Ga	point de fusion
156,598 5	In	point de solidification
231,928	Sn	point de solidification
419,527	Zn	point de solidification
660,323	Al	point de solidification
961,78	Ag	point de solidification
1064,18	Au	point de solidification
1084,62	Cu	point de solidification

On mesure la température avec des **thermomètres**. En principe, toute propriété de la matière dépendante de la température peut être utilisée à cet effet : on a alors une **substance thermométrique**. La plupart des thermomètres (fig. p. 104) reposent sur la dilatation thermique ou la variation de la résistance électrique.

Un thermomètre doit avoir les propriétés suivantes :

- a) sensibilité suffisante à la température ;
- b) masse de la substance thermométrique $\ll$ celle de l'objet étudié, sinon le thermomètre change sensiblement la température à mesurer ;
- c) temps de réponse du thermomètre $\ll$ temps de variation de la température.

Dilatation thermique. En règle générale, une substance se dilate quand sa température augmente et se rétracte quand elle baisse.

Si V_0 est le volume à la température initiale T_i et V le volume à la température finale T_f , la **dilatation volumique** est définie par :

$$V = V_0 (1 + \alpha \Delta T)$$

où α est le coefficient de dilatation thermique volumique, exprimé en K^{-1} ou $^{\circ}C^{-1}$, et $\Delta T = T_f - T_i$.

Dans de nombreux thermomètres, la forme du contenant limite l'expansion de la substance thermométrique à une expansion linéaire ; c'est le cas dans les **thermomètres à fil** ; si l et l_0 sont les longueurs initiale et finale, la **dilatation linéaire** est définie par :

$$l = l_0 (1 + \alpha_l \Delta T)$$

où α_l est le coefficient de dilatation thermique linéaire, exprimé en K^{-1} ou $^{\circ}C^{-1}$.

Tant que la substance thermométrique ne présente pas de direction de dilatation privilégiée, $\alpha_l = \alpha/3$. Le coefficient de dilatation dépend aussi de T , mais cette dépendance est souvent très faible, comme par ex. pour le mercure Hg, substance thermométrique très utilisée.

substance	α_l à 100 $^{\circ}C$ en $10^{-5} K^{-1}$
verre quartzéux	0,0510
porcelaine	0,03 environ
tungstène	0,43
cuivre	1,67
sel de cuisine	4,0 environ
mercure	6,03 à 20 $^{\circ}C$
éthanol	47,7 à 20 $^{\circ}C$

Bien que α soit très petit, il faut toujours le prendre en compte dans la pratique.

Pour le fer par exemple, $\alpha_l = 1,22 \times 10^{-5} K^{-1}$. Lors d'un échauffement de $-30^{\circ}C$ à $+50^{\circ}C$, un rail de 20 m de long se dilate de 2 cm, ce qui engendre une pression de $1,3 \times 10^5 N/m^2$

environ : des rails fixes se courberaient, et on ménagerait donc entre eux des intervalles leur permettant de s'allonger.

α peut aussi être < 0 (par ex. pour les alliages Fe-Pt) : la substance se contracte lors d'un réchauffement. L'**invar** est un alliage Ni-Fe à coefficient de dilatation très faible

Les **thermomètres à bilame** (fig. p. 104) sont constitués de deux lames de métaux ou alliages, présentant des coefficients de dilatation thermique différents, et soudées ensemble : l'assemblage se courbe lors d'un changement de température. Ce principe est à la base de la fabrication d'interrupteurs thermiques fiables.

Le **coefficient de dilatation thermique des liquides** est en général très supérieur à celui des solides.

Le **coefficient de dilatation thermique des gaz** (fig. p. 106) est indépendant de la température à une bonne approximation près : si V et V_0 sont les volumes à $t^{\circ}C$ et $0^{\circ}C$, la pression étant constante, on a :

$$V = V_0 (1 + \alpha t)$$

Cette écriture prend en compte l'existence de températures Celsius négatives.

Pour les **gaz parfaits** (voir p. 107), $\alpha = 1/273,15$. Les thermomètres à gaz (voir fig. p. 106 et texte p. 107) sont très précis ; de plus, ils ont une large gamme de mesure.

Principe d'équipartition de l'énergie

La **chaleur** provient d'un mouvement désordonné des molécules et non d'un mouvement général macroscopique.

Le mouvement de chaque molécule peut s'effectuer selon plusieurs possibilités : ce sont les **degrés de liberté** (voir p. 49). Une molécule polyatomique libre présente 3 degrés de liberté de translation et 3 de rotation.

A l'intérieur d'un solide, la molécule a encore 6 degrés de liberté, mais les 3 degrés de translation sont remplacés par 3 degrés d'oscillation. Pour une température donnée, bien que **chaque** molécule ait une énergie différente, l'énergie **moyenne** est constante.

Énergie totale = énergie de translation + énergie de rotation + énergie d'oscillation.

On admet le **principe d'équipartition** : A l'équilibre thermique, chaque molécule possède la même énergie par degré de liberté :

$$E' = kT/2.$$

L'énergie moyenne d'une molécule ayant f degrés de liberté est donc :

$$\bar{E}_l = f k T / 2$$

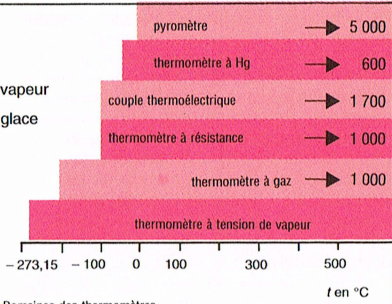
avec $k = 1,38 \times 10^{-23} J/K$, constante de Boltzmann.

Exemple : dans un gaz, l'énergie moyenne de translation, c.-à-d. l'énergie cinétique moyenne d'une molécule est $3kT/2$.

104 Thermodynamique

°C	K	°F	°R
726,85	1 000	1 340,33	581,48
100	373,15	212	80 point vapeur
0	273,15	32	0 point glace
- 100	173,15	- 148	- 80
- 273,15	0	- 459,67	- 218,52

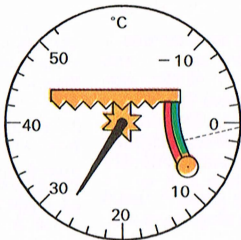
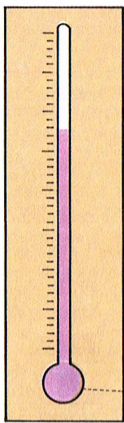
Échelles de température



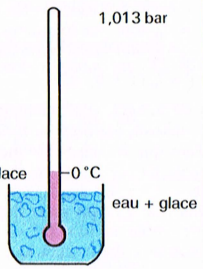
Domaines des thermomètres



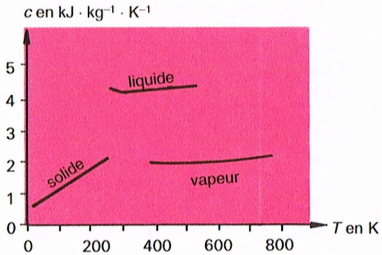
Thermomètre médical



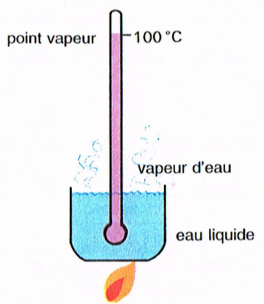
Thermomètre à bilame



Thermomètre à liquide



Chaleur massique de l'eau



Points fixes de l'échelle Celsius

L'élévation de la température d'un corps de T_1 à T_2 exige un apport de chaleur, donc de l'énergie. Pour une quantité de chaleur donnée, $\Delta T = T_2 - T_1$ dépend du matériau. La **chaleur massique** c d'une substance est l'énergie (la quantité de chaleur) nécessaire pour élever de 1 K la température de 1 kg de cette substance. On la mesure en $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$; elle dépend de la température.

La **capacité calorifique** C d'une substance est l'énergie nécessaire pour l'échauffer de 1 K. On la mesure en $\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$. Soit m la masse de la substance :

$$C = m c$$

On utilise aussi la **capacité calorifique molaire** C_{mol} , énergie nécessaire pour échauffer de 1 K une mole (voir p. 19) d'un corps, mesurée en $\text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$. Si M est la masse molaire du corps, on a :

$$C_{\text{mol}} = M c$$

Pour les corps homogènes dont les molécules ont un nombre de degrés de liberté f connu (gaz, solides), le principe d'équipartition de l'énergie (voir p. 103) permet le calcul de c_{mol} . Pour les **solides**, on admet la *loi de Dulong et Petit*, formulée dès 1819 :

$$c_{\text{mol}} = N_A f k / 2 = 24,9 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$$

Son nom vient de PIERRE DULONG (1785-1838) et ALEXIS PETIT (1791-1820).

$N_A = 6,022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ est le *nombre d'Avogadro* ; $k = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ est la *constante de Boltzmann*.

La loi est bien vérifiée pour les éléments lourds. Pour les plus légers, la valeur mesurée est plus petite que la valeur théorique, ce qui s'explique par des effets quantiques dans les oscillations (voir p. 339).

Pour l'eau, c_{mol} est exceptionnellement grand. En effet, chacun des deux atomes d'hydrogène H d'une molécule se charge positivement, alors que l'oxygène O se charge négativement : il se crée alors, entre chaque H et un O d'une molécule voisine, une attraction électrostatique (voir pp. 206-207), et les molécules se lient entre elles ; il faut fournir beaucoup d'énergie pour les séparer.

Pour les **gaz**, il faut distinguer la chaleur massique à *pression constante* c_p de celle à *volume constant* c_v : en effet, dans le premier cas le gaz doit exercer un certain travail pour se détendre, et $c_p > c_v$.

Ces remarques sont aussi valables pour les capacités calorifiques C : dans les gaz, on distingue C_p et C_v .

Pour les corps solides et liquides, en revanche, la détente thermique est relativement faible, et la différence $c_p - c_v$ est donc négligeable.

Pour les *gaz parfaits* (voir p. 107), les capacités calorifiques molaires à pression constante et à

volume constant, C_p et C_v , sont liées par la *relation de Mayer* :

$$C_p - C_v = R$$

$R = 8,341 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ est la *constante des gaz parfaits*.

Calorimètre

On mesure les chaleurs massiques dans un *calorimètre à mélange* :

C'est un récipient isolé thermiquement, de capacité calorifique C , qui contient une masse d'eau m_1 à la température T_1 . Le corps étudié, de masse m_2 et de chaleur massique c , est porté à une température $T_2 > T_1$ et plongé dans l'eau, de chaleur massique c_1 . Au bout d'un certain temps, le mélange prend la température d'équilibre T_e .

D'après le principe de conservation de l'énergie, la quantité de chaleur Q_2 fournie par le corps est égale à celle qu'il a reçue, Q_1 , donc

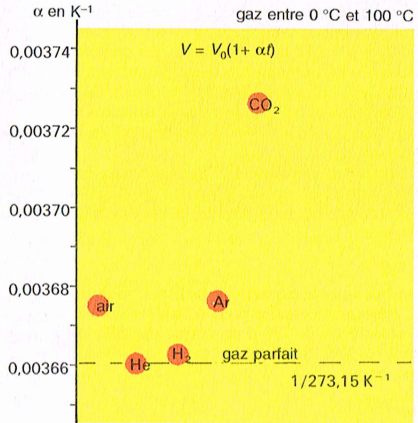
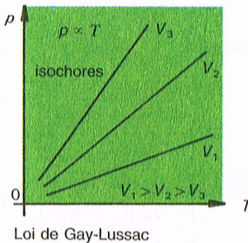
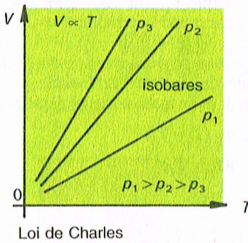
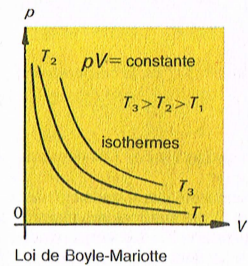
$$\begin{aligned} Q_2 &= Q_1 = c m_2 (T_2 - T_e) \\ &= (c_1 m_1 + C)(T_e - T_1) \end{aligned}$$

et ainsi

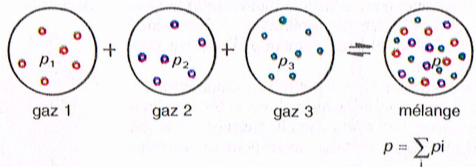
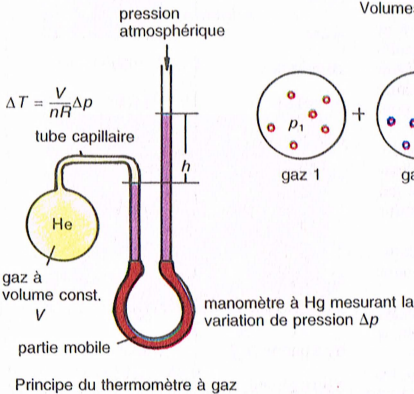
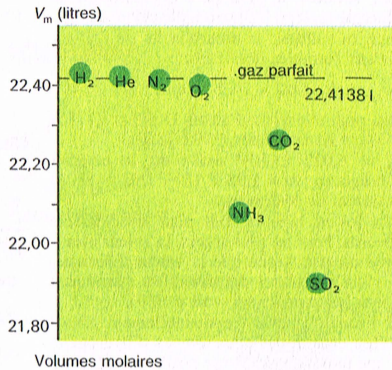
$$c = \frac{c_1 m_1 + C}{m_2} \cdot \frac{T_e - T_1}{T_2 - T_e}$$

Chaleurs massiques

substance	c mesuré à 20°C en $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
plomb	129
mercure	139
argent	234
cuivre	385
verre	840
aluminium	896
porcelaine	1100
béton	2900
alcool méthylique	2470
eau	4187
air (c_p)	1003
air (c_v)	715
hélium	5230
hydrogène (c_p)	14210
hydrogène(c_v)	10078



Coefficients de dilatation volumique de différents gaz à pression constante



Loi de Dalton

La **quantité de matière** n est une grandeur de base du Système international d'unités (S.I.). On la mesure en moles (symbole mol), une unité de base du système S.I.

La *mole* est la quantité de matière d'un système qui se compose d'autant de particules qu'il y a d'atomes dans 0,012 kg du nuclide ^{12}C de carbone.

Lors de l'utilisation de la mole, il faut préciser le *type de particules* dont on considère la mole : ce peut être des atomes, des molécules, des ions, des électrons, mais aussi d'autres particules ou groupes de particules dont la composition est connue avec précision.

Exemple : un gaz parfait (voir définition ci-dessous) contient, dans les *conditions normales* (273,15 K et 101 325 Pa) :

$$N_A = 6,022 \times 10^{23} \text{ molécules par mole}$$

N_A est le *nombre d'Avogadro* (voir p. 37), ainsi nommé d'après AMEDEO AVOGADRO (1776-1856).

Une mole d'un gaz parfait occupe, dans les conditions normales, le *volume molaire* :

$$V_m = 0,02241 \text{ m}^3$$

Le gaz parfait contient, dans les conditions normales (voir ci-dessus) :

$$n_0 = 2,687 \times 10^{25} \text{ molécules par m}^3$$

n_0 est le *nombre de Loschmidt*, nommé d'après JOSEPH LOSCHMIDT (1821-1895). On a :

$$n_0 = N_A/V_m$$

Lois des gaz

Un gaz est décrit par trois **variables d'état** : pression p , volume V , température thermodynamique T , liées par l'**équation caractéristique** :

$$pV = n R T$$

où $R = 8,314 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$ est la constante universelle des gaz, et n la quantité de matière.

Un **gaz parfait** est un gaz qui suit exactement l'équation précédente ; ses molécules sont ponctuelles. Dans le cas contraire, on a affaire à un *gaz réel*, dont l'équation (voir p. 61) dérive de celle des gaz parfaits en y incluant le volume propre des molécules.

Si, dans la loi des gaz parfaits, on laisse constante une des trois grandeurs d'état, on obtient des relations établies depuis longtemps :

Pour $T = \text{constante}$, c'est la **loi de Boyle-Mariotte**, d'après ROBERT BOYLE (1627-1691) et EDMÉ MARIOTTE (1620-1684) :

$$p \propto 1/V$$

Dans la représentation graphique de p en fonction de V , on obtient les **isothermes** : ce sont une série d'hyperboles, dont chacune correspond à une température donnée.

Pour $p = \text{constante}$, l'équation caractéristique devient la **loi de Charles**, d'après JACQUES CHARLES (1746-1823) :

$$V \propto T$$

Dans la représentation graphique de V en fonction de T , on obtient les **isobares** : il s'agit de droites de différentes pentes, dont chacune correspond à une pression déterminée.

L'extrapolation $T \rightarrow 0$ conduit à $V \rightarrow 0$: ceci montre que la loi de Charles n'est plus valable à de très basses températures.

Application :

Les **thermomètres à gaz** reposent sur l'expansion des gaz et sont très précis à cause de la linéarité entre V et T :

Un récipient contient la substance thermométrique, un gaz emprisonné par une colonne de mercure. La colonne mobile du manomètre est faite de telle sorte que le volume de gaz emprisonné soit constant. La différence de hauteur entre les deux colonnes de mercure indique la pression du gaz, qui est proportionnelle à sa température.

Tant que le gaz peut être assimilé à un gaz parfait, la mesure ne dépend pas de sa nature. Avec l'hélium, on peut utiliser le thermomètre à gaz jusqu'à presque 0 K.

Pour $V = \text{constante}$, on obtient la **loi de Gay-Lussac**, d'après LOUIS GAY-LUSSAC (1778-1850) :

$$p \propto T$$

Dans la représentation graphique de p en fonction de T , on obtient les **isochores**, droites de différentes pentes dont chacune correspond à un volume donné.

Dans les processus décrits, on ne tient pas compte du temps, c.-à.-d. que les changements se produisent très lentement. L'autre extrême est constitué par les changements très rapides, comme les processus adiabatiques (voir p. 111) qui ne laissent pas le temps aux échanges de chaleur de se produire.

Les **mélanges de gaz** suivent la **loi de Dalton**, nommée d'après JOHN DALTON (1766-1844) :

Si p est la pression du mélange, n la quantité de matière totale et p_i , n_i la pression partielle et la quantité de matière de la i^{e} composante du gaz, on a :

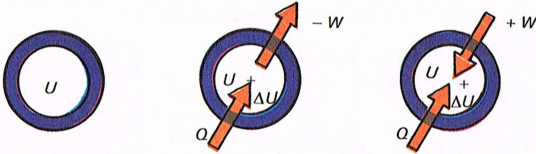
$$p = \sum_i p_i$$

et

$$p_i/p = n_i/n$$

La **fraction molaire** x_i de la composante i est :

$$x_i = n_i/n$$



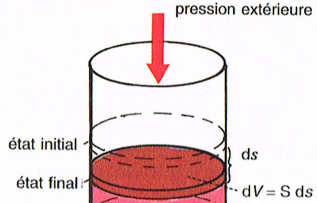
Système isolé thermiquement

$dQ = dU - dW$
 chaleur fournie au système travail fourni par le système
 augmentation de l'énergie interne U

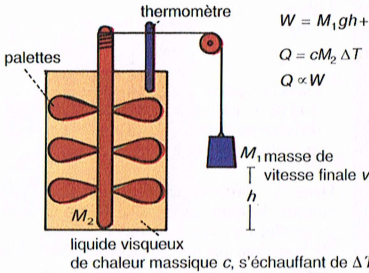
Premier principe de la thermodynamique

$dQ = dU + p \cdot dV$

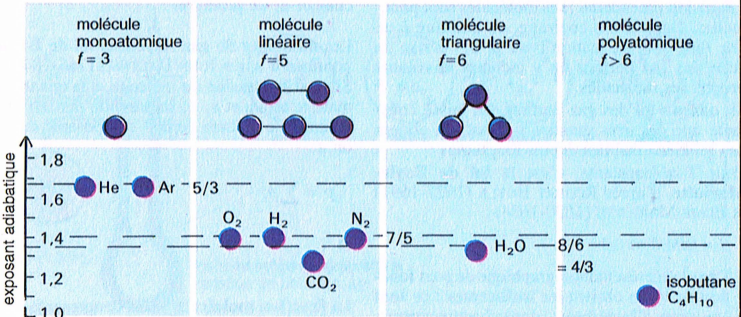
Premier principe pour un gaz parfait



Exemple de système isolé : liquide contenu dans un récipient cylindrique de section S .
 A la variation de niveau ds correspond une variation de volume dV .



Expérience de JAMES JOULE (1843)



Exposant adiabatique et structure

Si on fournit de l'extérieur une quantité de chaleur Q à un système isolé thermiquement, son énergie interne U augmente de ΔU et il peut fournir un travail $-W$ à l'extérieur. L'énergie se conserve, ce qui se traduit par le **premier principe de la thermodynamique** :

$$Q = \Delta U - W$$

Convention : une grandeur physique est précédée d'un signe $-$ quand elle est fournie par le système, et d'un signe $+$ quand elle est absorbée par le système.

En thermodynamique, les transformations sont le plus souvent infimes : on écrit alors le premier principe sous forme différentielle :

$$dQ = dU - dW$$

Le premier principe de la thermodynamique a été déduit de l'expérience.

Une de ses conséquences est l'impossibilité du **mouvement perpétuel de premier type** : aucune machine ne peut fournir un travail permanent sans utiliser une quantité d'énergie thermique équivalente. Si un tel mouvement existait, on aurait $W < 0$ et $Q = 0$, ce qui entraînerait $\Delta U < 0$, inégalité impossible.

Nous verrons plus tard (p. 131) qu'il n'existe pas non plus de machine donnant du travail avec une seule source de chaleur (*mouvement perpétuel de second type*).

Mais l'énergie apportée à un système peut aussi rester à l'intérieur de celui-ci : sous forme de chaleur (augmentation de l'énergie cinétique des molécules), ou de travail (changements d'états de la matière, travail contre des forces chimiques, électromagnétiques ou nucléaires).

Gaz parfait et premier principe

Pour un gaz parfait, on sait calculer les différentes grandeurs physiques qui interviennent dans le premier principe.

Dans une transformation infinitésimale, si le volume du gaz augmente de dV , il fournit un travail $p dV$; si le volume diminue, le gaz absorbe du travail.

$$dQ = dU + p dV$$

L'expérience montre que **l'énergie interne d'un gaz parfait ne dépend que de sa température**.

Pour une mole de gaz, on a :

$$p dV = R dT$$

Ainsi, pour un gaz parfait monoatomique, U est égale à l'énergie cinétique de translation des molécules :

$$U = 3/2 pV = 3/2 n R T$$

D'où la capacité calorifique molaire (voir p. 105) à volume constant :

$$C_v = 3/2 R$$

Capacité calorifique à pression constante :

$$C_p = C_v + R = 5/2 R$$

Équivalent mécanique de la chaleur

La chaleur est une forme d'énergie ; elle peut être produite par un travail mécanique et retransformée en travail : W est proportionnel à Q . Le coefficient de proportionnalité, J , s'appelle *équivalent mécanique de la chaleur* ; l'égalité

$$W = J|Q|$$

fut écrite en 1842 par JULIUS ROBERT MAYER (1814-1878).

J fut déterminé en 1843 par JAMES JOULE (1818-1889). Son expérience n'a plus qu'un intérêt historique.

Des palettes tournaient dans un liquide visqueux de masse M_2 , grâce à la descente d'un poids de masse M_1 dont l'énergie potentielle et cinétique était transformée par frottement en chaleur dans le liquide. Connaissant cette énergie, la mesure de l'élévation de température permit de calculer la valeur numérique de J : celle-ci est de 1 aujourd'hui, car on exprime Q en joules comme W .

Autrefois, on l'exprimait en calories (symbole cal), et on avait :

$$4,187 \text{ N} \cdot \text{m} = 4,187 \text{ J} = 1 \text{ cal}$$

Équivalent mécanique de la chaleur

Exposant adiabatique

Si on chauffe de dT une masse m de gaz en maintenant la pression constante, on a besoin d'une quantité de chaleur

$$dQ_p = m c_p dT$$

Si, dans les mêmes conditions, on maintient le volume constant, on a

$$dQ_v = m c_v dT$$

Le rapport des deux quantités de chaleur est

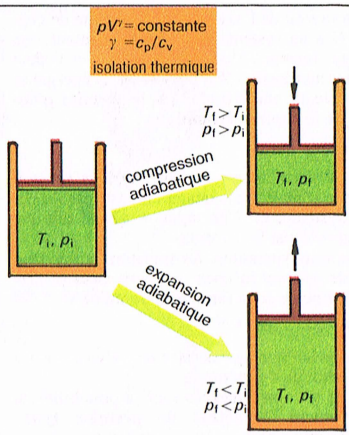
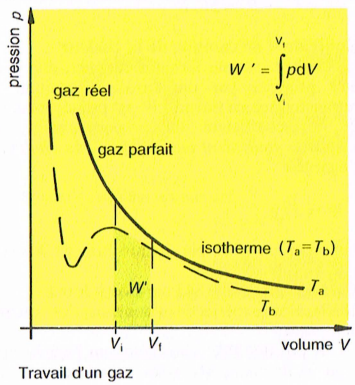
$$dQ_p/dQ_v = c_p/c_v$$

Le rapport $\gamma = c_p/c_v$ s'appelle l'*exposant adiabatique* (voir p. 111). Il dépend du nombre de degrés de liberté f (voir pp. 49 et 103) des molécules du gaz selon la formule :

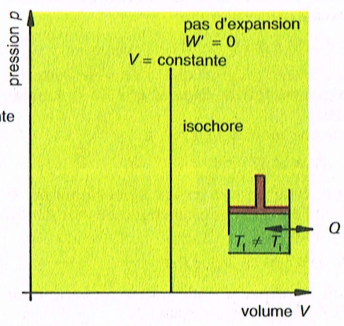
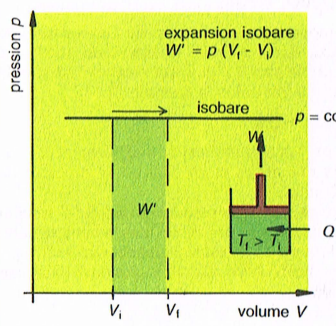
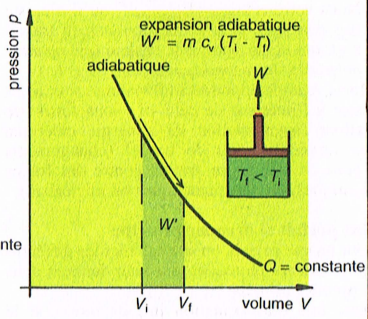
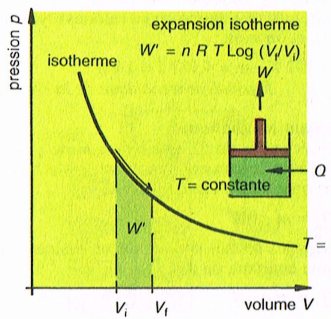
$$\gamma = (f + 2)/f$$

On peut déterminer expérimentalement les chaleurs massiques et en déduire la structure des molécules.

Par ex. : des gaz pour lesquels $\gamma = 5/3$ ne comprennent que des molécules monoatomiques (donc $f = 3$) ; c'est seulement pour $\gamma = 7/5$ que ces molécules sont composées de deux atomes ($f = 5$).



Processus adiabatiques



Travail d'un gaz parfait dans une expansion réversible

Les **processus adiabatiques** se déroulent si rapidement qu'il ne se produit aucun échange de chaleur entre un système et son environnement. En d'autres termes : avant qu'une quantité de chaleur appréciable Q ne quitte le système ou n'y pénètre, le processus adiabatique est déjà terminé. Pour les processus adiabatiques, on a :

$$dQ = 0, \text{ c.-à-d. } Q = \text{constante}$$

Par ex., la propagation d'ondes sonores (voir p. 97) est un processus adiabatique. Les changements locaux de pression se produisent si vite que $dQ = 0$ en permanence. C'est pourquoi l'exposant adiabatique $\gamma = c_p/c_v$ (voir p. 109) figure dans l'équation de Laplace qui donne la vitesse du son :

$$c = \sqrt{\gamma p / \rho}$$

Considérons une transformation élémentaire et *réversible*, c.-à-d. composée d'une suite d'états d'équilibre, de la masse m de gaz parfait occupant un volume V sous une pression p à la température thermodynamique T ; on déduit du premier principe :

$$dU = dW = m c_v dT = -p dV$$

c_v est la chaleur massique à volume constant. En tenant compte des relations :

$$dp/p + dV/V = dT/T, \text{ et pour une mole :}$$

$$C_p/C_v = \gamma \text{ et } C_p - C_v = R$$

on obtient les **équations adiabatiques** :

$$TV^\gamma = \text{constante}$$

$$Tp^{1/\gamma} = \text{constante}$$

$$pV^\gamma = \text{constante} \quad \text{Équation de Poisson}$$

L'air est un mauvais conducteur de la chaleur, et les masses d'air constituant l'atmosphère se déplacent rapidement : l'atmosphère n'est donc pas isotherme, mais constituée de couches adiabatiques et T diminue avec l'altitude. Si la densité diminue de moitié, d'après l'équation adiabatique la pression diminue de $(1/2)^{1.4} \approx 1/3$. La formule barométrique (voir p. 57) devient approchée.

Dans le diagramme $p - V$, les **adiabatiques** ont une pente plus élevée que les isothermes correspondants.

Lors de la **compression adiabatique** d'un gaz, comme aucune quantité de chaleur n'est échangée, le travail fourni augmente l'énergie interne et T croît.

Si T_i et T_f , V_i et V_f sont les températures thermodynamiques et les volumes du gaz avant et après la compression, on a :

$$T_f = T_i (V_f/V_i)^{1-\gamma}$$

Exemple : le *briquet pneumatique*. Si on comprime de l'air dans un récipient isolé thermiquement, à la température ambiante

($T_i = 293\text{K}$) jusqu'à volume valant 10% de celui de départ, sa température est multipliée par le facteur $10^{(\gamma-1)}$, elle devient égale à 736 K ou 463 °C : la mèche s'enflamme.

Lors de la **détente adiabatique** d'un gaz, le travail qu'il accomplit est pris à son énergie interne, et il se refroidit selon l'équation citée plus haut.

Exemple : la *chambre à brouillard de Wilson*.

On augmente rapidement le volume d'un récipient isolé thermiquement et rempli de vapeur d'eau très pure saturée. La température baisse, la vapeur est sursaturée, mais ne peut se condenser en l'absence de germes de condensation. Si des particules ionisantes (protons ou électrons par ex.) traversent la chambre, elles produisent des germes de condensation et laissent une trace de gouttelettes d'eau observable.

Travail des gaz

Le travail absorbé lors de la transformation d'un gaz, W , dépend de la variation de ses grandeurs d'état. Si p est la pression du gaz, et V_i et V_f les volumes initial et final, on a :

$$W = - \int_{V_i}^{V_f} p dV \quad \text{Transformation réversible}$$

$$\text{ou } W = \int_{V_i}^{V_f} p dV$$

Si le signe qui précède W est négatif, le gaz fournit du travail ; s'il est positif, le gaz en prend.

$$\text{Le travail fourni est } W' = -W = \int_{V_i}^{V_f} p dV$$

Dans le diagramme $p - V$, W' est égal à la surface comprise entre l'axe des V et la courbe correspondant à la transformation ; p se calcule en fonction de V :

– gaz parfait : par la loi de Boyle-Mariotte (voir p. 107) ;

– gaz réel : par la loi de Van der Waals (voir p. 61).

Calcul du travail W' pour un gaz parfait lors de différentes expansions :

Expansion isobare ($p = \text{constante}$) :

$$W' = p (V_f - V_i)$$

Expansion adiabatique ($dQ = 0$, pas d'échange de chaleur et refroidissement) :

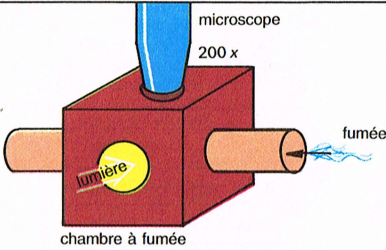
$$W' = m c_v (T_i - T_f)$$

Expansion isotherme ($T = \text{constante}$, donc il y a échange de chaleur) :

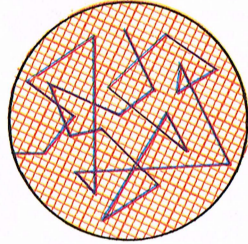
$$W' = n R T \ln (V_f/V_i)$$

n étant la quantité de matière en mol.

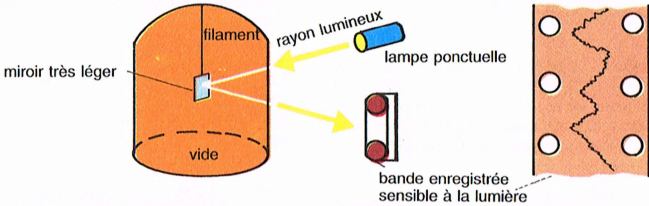
(Une transformation isochore, $V = \text{constante}$, n'est pas une expansion).



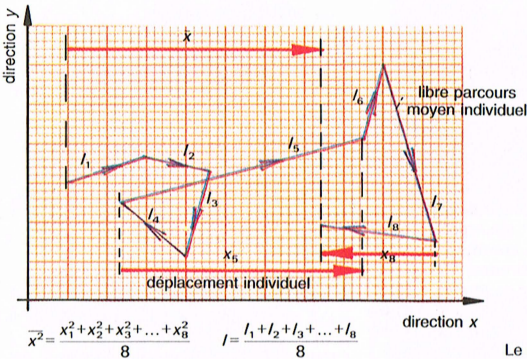
Observation du mouvement brownien



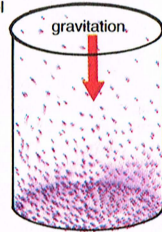
Mouvement brownien d'une particule de fumée



Sur la bande enregistrée, on voit les « tremblements » du miroir.



Libre parcours moyen l et déplacement x dans le plan $x - y$



Le mouvement brownien et la gravitation déterminent la distribution de particules en suspension dans un liquide.

particules	P	l en m
α , 1 MeV	1 bar	$1,7 \cdot 10^{-7}$
α , 10 MeV	1 bar	$6,0 \cdot 10^{-7}$
O_2	1 bar	$9,0 \cdot 10^{-8}$
He	1 bar	$3,3 \cdot 10^{-7}$
H_2	1 bar	$1,5 \cdot 10^{-7}$
H_2	$1,3 \cdot 10^{-3}$ bar	$1,1 \cdot 10^{-4}$
H_2	$1,3 \cdot 10^{-6}$ bar	0,11

Libre parcours moyen l pour différentes particules, dans l'air à 20 °C sous différentes pressions p

Le botaniste ROBERT BROWN (1773-1858) observa en 1827 que des grains de pollen en suspension dans l'eau étaient animés de mouvements incessants et tout à fait irréguliers de translation, de rotation et de vibration, au lieu de rester immobiles. On peut observer le même phénomène avec d'autres particules très légères comme la poussière, la suie ou la fumée, ou avec des gouttelettes de liquide quand on les éclaire de côté et qu'on les observe par en haut. Ce **mouvement brownien** constitue une preuve que la matière est formée de particules très petites : en raison de leur énergie thermique, les molécules (invisibles) se meuvent ; elles se heurtent avec les particules en suspension (visibles), et leur communiquent alors une partie de leur énergie cinétique : on ne voit donc que l'un des deux partenaires. Si la masse de la particule heurtée est très petite (de l'ordre de 10^{-12} g), sa vitesse sera alors assez grande (de l'ordre de quelques mm/s) pour que l'on puisse percevoir un mouvement.

Le mouvement des particules est en zigzag parce que les chocs, donc les transferts d'impulsions, sont nombreux.

Lorsque la température baisse, le mouvement brownien est moins rapide ; il cesse à 0 K, température à laquelle tout mouvement de translation, rotation et vibration « gèle ».

On appelle **libre parcours moyen** l la distance moyenne parcourue par chaque particule entre deux chocs ; ce mouvement est alors rectiligne et uniforme. Dans un gaz de pression p , on a :

$$l \propto 1/p$$

Sous une pression normale et à la température ambiante, l vaut environ $1,5 \times 10^{-7}$ m pour les molécules d'air. Dans un vide poussé, l croît jusqu'à quelques mètres : les molécules se heurtent surtout avec les parois du récipient et presque plus entre elles : les lois des flux (voir p. 67) ne sont plus valables.

La **fréquence moyenne des chocs** Γ , mesurée en s^{-1} , est le nombre par seconde de chocs entre deux molécules.

Pour l'air à la température ambiante, Γ vaut environ $10^{10} s^{-1}$.

La **vitesse moyenne** des molécules est

$$\bar{c} = l\Gamma$$

Si on néglige l'énergie de rotation et de vibration, l'énergie cinétique moyenne d'une particule (voir p. 43) est $3kT/2$, donc en appelant m sa masse, on a :

$$\bar{c} = \sqrt{3kT/m}$$

Pour l'air à la température ambiante, $\bar{c}$ est de l'ordre de 10^3 m/s.

La probabilité des chocs est proportionnelle à une grandeur qui a les dimensions d'une surface et s'exprime en m^2 , la **section efficace des chocs** σ .

En physique atomique et nucléaire, on utilise pour σ une unité très petite, le barn (b), qui fait provisoirement partie du système S.I. et vaut $10^{-28} m^2$.

Si les deux partenaires ont les rayons r_1 et r_2 , un choc a lieu quand ils sont distants de $r_1 + r_2$ au moins. Pour les molécules de gaz, la **section efficace géométrique** est :

$$\sigma = \pi (r_1 + r_2)^2$$

$$\text{et } l = 1/n\sigma\sqrt{2}$$

avec

n : densité moyenne des particules de gaz.

Valeur quadratique moyenne du déplacement dans la direction x d'une particule heurtée de rayon r .

$$\overline{\Delta x^2} = kT\Delta t/3\pi\eta r$$

avec

k : constante de Boltzmann ; T : température thermodynamique ; Δt : durée du déplacement ; η : viscosité dynamique du milieu (voir p. 69). La théorie du mouvement brownien fut établie en 1906 par ALBERT EINSTEIN (1879-1955) et MARIAN VON SMOLUCHOVSKI (1872-1917).

Comme $k = R/N_A$, on peut tirer de la mesure

de $\overline{\Delta x^2}$ la valeur du nombre d'Avogadro.

Conséquences du mouvement brownien

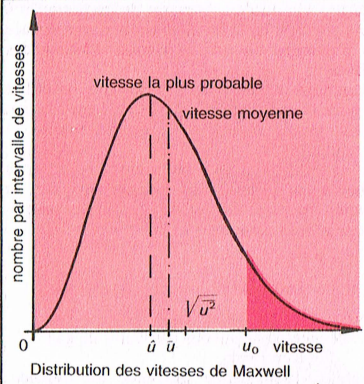
Bruit électrique. Le mouvement brownien des porteurs de charge produit des décharges brèves et très faibles dans les fils, observables sous forme de « neige » sur l'écran de télévision quand le récepteur est branché sur un canal qui n'est pas en activité.

Bruit thermique. Le choc des molécules d'air, irrégulier dans le temps, limite la sensibilité des instruments de mesure qui font intervenir des particules matérielles. Ainsi le miroir d'un galvanomètre « tremble », ce qui en limite la sensibilité à 3×10^{-12} A.

L'oreille humaine (voir p. 99) n'est pas assez sensible pour détecter le mouvement brownien ; l'audition permanente de ce bruit de fond serait une gêne.

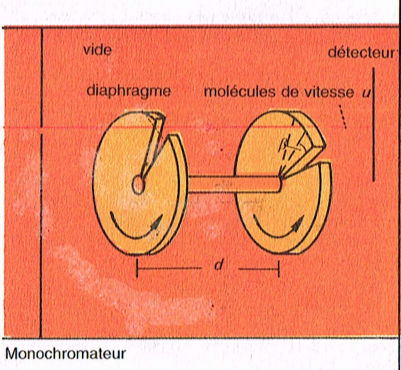
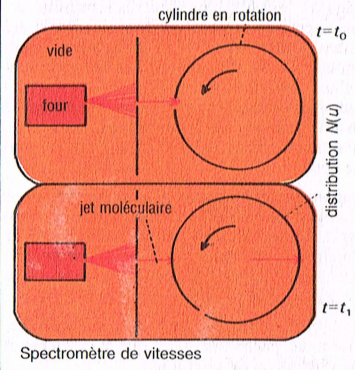
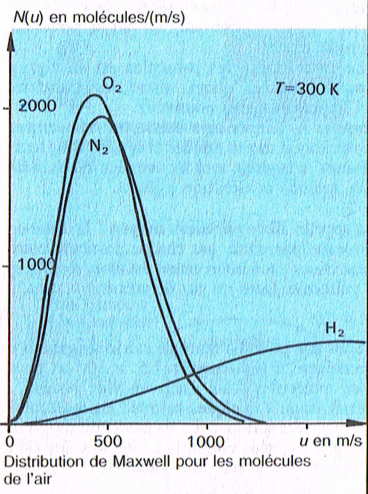
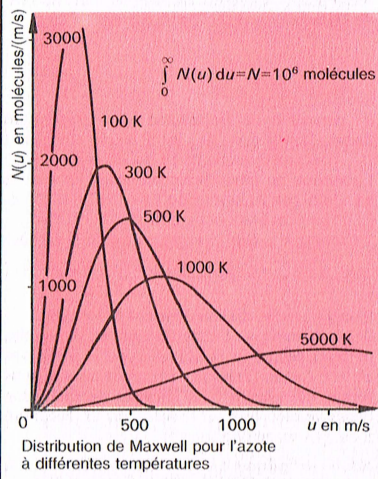
Le mouvement brownien produit des variations locales de densité dans l'atmosphère, qui causent la couleur du ciel : en effet l'intensité de lumière diffusée par les molécules est proportionnelle à $1/\lambda^4$, ce qui favorise la partie bleue du spectre (voir p. 147).

C'est grâce au mouvement brownien que se produisent des phénomènes tels que la **diffusion** et l'**équilibre** de la chaleur.



nombre rel. de particules dans la « queue »

$$\int_{\epsilon_0}^{\infty} N(E) dE \bigg/ \int_0^{\infty} N(E) dE \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{kT}} e^{-\frac{\epsilon_0}{kT}}$$
$$\bar{u} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = 1,41 \sqrt{\frac{kT}{m}}$$
$$\bar{u} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = 1,59 \sqrt{\frac{kT}{m}}$$
$$\sqrt{u^2} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = 1,73 \sqrt{\frac{kT}{m}} = \text{vitesse quadratique moyenne}$$
$$\epsilon_0 = \frac{m}{2} u_0^2$$



Les atomes ou les molécules d'un gaz ou d'un liquide se meuvent et se heurtent sans cesse les unes aux autres, changeant à chaque choc de direction, d'énergie et de vitesse : celle-ci n'est pas la même pour toutes les particules, elle est répartie selon une loi, la **distribution de Maxwell**, d'après JAMES MAXWELL (1831-1879).

On l'appelle aussi distribution de Maxwell-Boltzmann, car elle s'appuie sur des travaux statistiques de BOLTZMANN : on part du principe que l'on ne peut distinguer toutes les particules dans un gaz ou dans un liquide. La probabilité $P_i(E_i)$ pour qu'une particule de masse m et de vitesse u , à T K, soit dans l'état d'énergie $E_i = 1/2 mu^2$, est

$$P_i(E_i) = g_i \exp(-E_i/kT)$$

avec

g_i : poids statistique de l'état d'énergie E_i ; k : constante de Boltzmann.

Dans un récipient contenant N molécules de gaz, se trouvent $N(u) du$ molécules dont la vitesse est dans l'intervalle $[u, u + du]$. Le nombre total de

molécules est : $N = \int_0^{\infty} N(u) du$. La distribution

de Maxwell s'écrit :

$$N(u) du = 4\pi N (m/2\pi kT)^{3/2} u^2 \times \exp(-mu^2/2kT) du$$

La distribution $N(u)$ est asymétrique. Elle croît de 0 à une valeur maximale, puis décroît de manière exponentielle. Les valeurs de la vitesse la plus probable $\hat{u}$ et de la vitesse moyenne $\bar{u}$ sont différentes : $\hat{u} < \bar{u}$. A chaque température du système correspond une valeur différente de $\hat{u}$: plus la température est élevée, plus le maximum de la distribution se déplace vers les grandes vitesses.

La part relative des particules ayant une vitesse $u >$ une vitesse donnée élevée u_0 – donc celles qui se trouvent dans la « queue » de la distribution – est faible : il n'y a que 1 % des particules dont la vitesse dépasse $4\hat{u}$. Lorsque T croît, la distribution des vitesses est de plus en plus plate, mais $\hat{u}$ augmente, et N – la surface sous la courbe $N(u)$ – reste constant.

La distribution de Maxwell joue un rôle important en thermodynamique, en cinétique chimique, en astronomie et en physique des particules.

Exemple : la largeur des raies spectrales des étoiles provient, entre autres, de la distribution de Maxwell de l'énergie cinétique des atomes émetteurs ; d'où, dans certains cas, une valeur de T dans l'étoile.

Dans un agrégat de particules, la fraction de celles-ci ayant une énergie $E >$ une énergie quelconque E_0 est

$$\frac{\int_{E_0}^{\infty} N(E) dE}{\int_0^{\infty} N(E) dE} \equiv \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{E_0}{kT}} \exp(-E_0/kT)$$

Comme la distribution de Maxwell présente encore des nombres non négligeables pour de très grands E , il y a dans tous les liquides quelques molécules dont l'énergie est suffisante pour vaincre les forces attractives de cohésion. Si la pression de la vapeur qui surmonte le liquide n'est pas trop forte, ces molécules se transforment en vapeur alors que la température d'ébullition n'est pas encore atteinte. L'énergie moyenne du liquide diminue à chaque fois qu'une particule s'en échappe : sa température baisse donc si on n'apporte aucune énergie. A $T > 0$ K, tout liquide se vaporise complètement en un temps fini.

Mesure de la vitesse des molécules

OTTO STERN (1888-1969) vérifia en 1920 l'équation de Maxwell et la confirma en mesurant le temps de parcours :

On chauffe un gaz ; grâce à des fentes, on laisse passer un étroit jet moléculaire, sur le trajet duquel est interposé un cylindre creux dont la paroi est percée d'une fente, et qui tourne radialement, perpendiculairement à sa direction. Pendant un temps très bref, des molécules peuvent parvenir à l'intérieur du cylindre, mais elles n'atteignent pas tout à fait le point de la paroi opposé à la fente : pendant qu'une molécule se déplace à travers le cylindre, celui-ci continue à tourner. Le nombre de molécules qui ont atteint chaque point dépend de leur vitesse. Un détecteur permet d'établir le spectre de vitesses.

Monochromateur de jets moléculaires

Deux diaphragmes, tournant avec une vitesse angulaire ω autour d'un axe commun, sélectionnent, dans un jet moléculaire, un intervalle de vitesses autour d'une valeur donnée u . Ils sont à une distance d l'un de l'autre et percés d'une fente radiale : les deux fentes sont décalées d'un angle β . Si des molécules traversent le premier diaphragme, elles sont arrêtées pour la plupart par le second ; seules peuvent sortir celles qui sont telles que, pendant qu'elles franchissent la distance d en un temps d/u et que les diaphragmes tournent de $d/u \cdot \omega$, le décalage est devenu :

$$n\beta = d/u \cdot \omega$$

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

moteur thermique

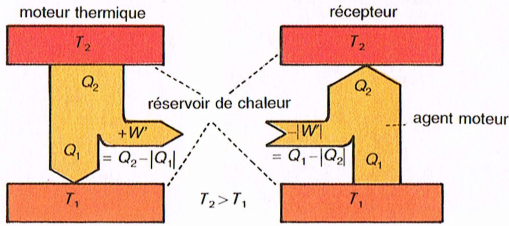
énergie thermique

en énergie mécanique

récepteur

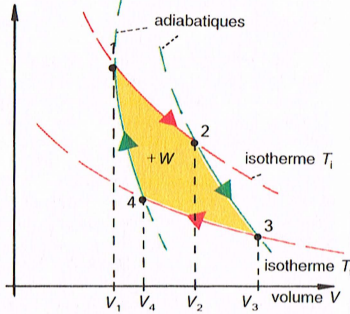
énergie mécanique

en énergie thermique

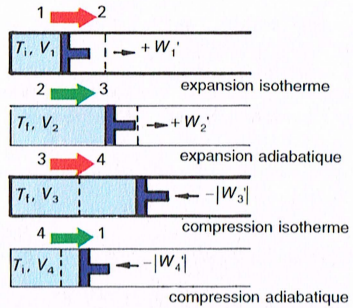


Machines thermiques

pression p



Cycle de Carnot idéal



Les 4 phases du cycle de Carnot.

p en bars

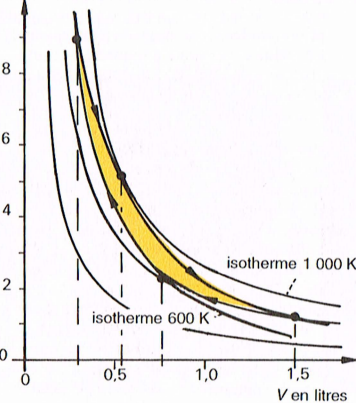
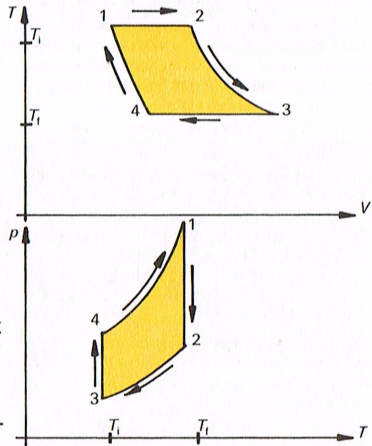


Diagramme de travail d'un moteur à 4 temps



Cycle de Carnot dans différents diagrammes

Les *machines simples* (voir p. 40) sont conçues pour économiser l'énergie. Les **machines thermiques**, quant à elles, transforment l'énergie thermique en énergie mécanique et inversement. Exemples : moteurs, turbines, réfrigérateurs, pompes à chaleur.

La transformation d'une forme d'énergie en une autre est possible grâce à un **agent moteur**, gaz ou vapeur. Ces machines travaillent de façon cyclique, elles reviennent à leur point de départ et recommencent un nouveau cycle.

Selon le but recherché, on distingue deux types de machines :

Les **moteurs thermiques**, comme le moteur à combustion, la turbine à gaz et la machine à vapeur, portent de T_1 à $T_2 > T_1$, par des processus chimiques ou nucléaires, la température de l'agent moteur qui reste évidemment gazeux. A l'étape suivante, T diminue et la machine transforme une partie de l'énergie thermique libérée en travail.

Les **récepteurs** (réfrigérateurs et pompes à chaleur) transforment au contraire l'énergie mécanique en énergie thermique : ils consomment donc du travail. L'état physique de leur agent moteur subit des modifications au cours du cycle.

Le **diagramme de travail** montre la transformation des grandeurs d'état de l'agent moteur : c'est en général un diagramme pression p -volume V , qui est une courbe fermée pour un processus cyclique : l'état final d'un cycle est l'état initial du suivant. Le travail fourni est :

$$W' = \oint p dV$$

Si le diagramme de travail est décrit dans le sens des aiguilles d'une montre, la machine fournit du travail (moteur, $W' > 0$, travail fourni $+ W'$). Dans le cas contraire, elle en consomme (récepteur, $W'' < 0$, travail fourni $-|W'|$).

Le **rendement** η d'un moteur, exprimé en % ou en fractions de 1, donne la fraction de quantité de chaleur transformée en travail : W/Q_2 . On a toujours $\eta < 1$.

On montre, d'après le second principe de la thermodynamique (voir p. 130-131), que, T_i et T_f étant les températures initiale et finale d'un cycle de travail ($T_i > T_f$), le **rendement idéal** (voir ci-dessous) est :

$$\eta = (T_i - T_f)/T_i$$

Théoriquement η prend la valeur maximale de 1 pour $T_f = 0$ K, ce qui n'est pas réalisable pratiquement.

Exemples de rendements en % :

turbine à vapeur	40
moteur Diesel	38
moteur à quatre temps	32
muscle	30
centrale thermique à charbon	30
cellule solaire	12

Les **machines thermiques idéales** utilisent comme agent moteur un gaz parfait effectuant un processus cyclique : l'expansion de V_i à V_f fournit du travail, la compression suivante de V_f à V_i en consomme. Dans le diagramme de travail p - V , le travail est représenté par la surface comprise dans la suite des courbes fermées.

La **machine de Carnot** (d'après SADI CARNOT, 1796-1832) est un moteur thermique idéal. Son rendement, indépendant de l'agent moteur, constitue l'optimum théorique. Elle décrit le **cycle de Carnot**, processus cyclique et réversible, en 4 phases, qui suivent deux isothermes et deux adiabatiques :

- expansion isotherme* de l'agent moteur de V_1 à V_2 à la température constante T_f . La machine prend la quantité de chaleur Q_1 à la source chaude à la température T_i et fournit le travail W'_1 . Le processus se déroule sur l'isotherme T_f . État final : T_f, V_2 ;
- expansion adiabatique* de V_2 à V_3 , et refroidissement de T_f à T_i . L'agent moteur fournit le travail W'_2 . État final : T_i, V_3 ;
- compression isotherme* de V_3 à V_4 le long de l'isotherme T_i . L'agent moteur fournit la quantité de chaleur $|Q_3|$ à la source froide et reçoit le travail $|W'_3|$. État final : T_f, V_4 ;
- compression adiabatique* de V_4 au volume initial V_1 . L'agent moteur reçoit le travail $|W'_4|$, sa température s'élève de T_f à sa valeur initiale T_i .

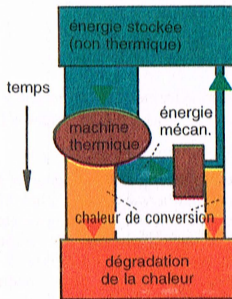
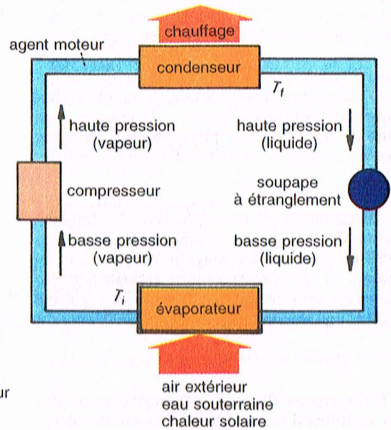
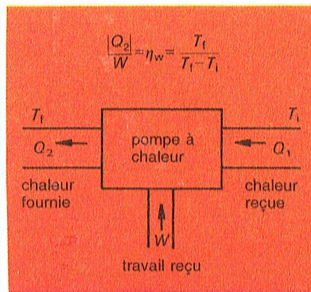
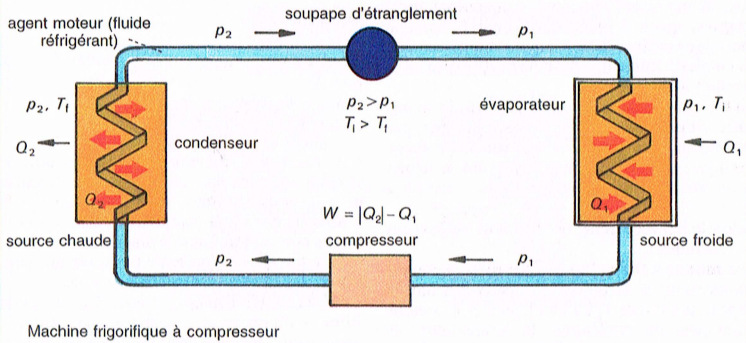
Bilan du processus de Carnot :

$$W' = Q_1 - |Q_3| = Q_1 (T_i - T_f)/T_i = \eta Q_1$$

Q_1 n'est donc pas transformée intégralement en travail ; la fraction $(1 - \eta) Q_1$ est transmise à la source froide.

Les **machines thermiques réelles** ne décrivent pas le cycle sur des isothermes et des adiabatiques à cause des frottements, de la corrosion, des avaries et d'une isolation thermique insuffisante ; elles mettent donc en œuvre des processus cycliques irréversibles. Leur rendement n'atteint pas celui de la machine de Carnot.

Pour une optimisation du processus cyclique réel, on devrait avoir $T_f/T_i \gg 1$; mais il y a des limitations pratiques à cette inégalité.



- Historique de la technique du froid
- 1810 machine frigorifique à absorption. *J. Leslie*
 - 1834 machine frigorifique à vapeur. *J. Perkins*
 - 1849 machine frigorifique à air. *J. Gorrie*
 - 1859 machine frigorifique à ammoniac (absorption). *F. Carré*
 - 1861 chambre froide pour la viande (Sydney)
 - 1869 usine de glace artificielle (USA)
 - 1874 machine frigorifique à ammoniac (compresseur). *C. Linde*
 - 1876 piste de glace artificielle (Angleterre)
 - 1910 machine frigorifique à jet de vapeur. *M. Leblanc*
 - 1920 réfrigérateur domestique (USA)

Les **récepteurs** (voir fig. p. 116) décrivent le cycle de Carnot (voir p. 117) dans le sens inverse des aiguilles d'une montre. Ils absorbent l'énergie mécanique W et créent une différence de température, c.-à-d. qu'ils prennent la quantité de chaleur Q_1 à la source froide (à la température T_f), et fournissent Q_2 à la source chaude qui est à la température T_f . Comme $|Q_2|$ est $> Q_1$, le travail fourni à la machine est $W = |Q_2| - Q_1$. Au bout d'un cycle, la température de l'agent moteur, qui était T_f au début, s'est abaissée jusqu'à la valeur finale T_f .

L'**agent moteur** (fluide réfrigérant) est un corps vaporisable à la température ambiante, comme CO_2 , NH_3 , le fréon R 12 (CF_2Cl_2). On utilise un récepteur comme machine frigorifique ou comme pompe à chaleur.

Les **machines frigorifiques** produisent du froid suivant un processus continu. La première machine qui ait été utilisée fut construite par JACOB PERKINS (1766-1849) ; l'agent moteur était l'éther.

On mesure l'efficacité d'une machine frigorifique par le **coefficient d'amplification frigorifique**, rapport entre la quantité de chaleur prise à la source froide et le travail fourni à la machine :

$$\eta_f = Q_1/W = T_f/(T_f - T_c)$$

L'ordre de grandeur de η_f est de 5 à 6 pour des machines idéales, et de 2 à 3 pour des machines réelles.

Machine frigorifique à compresseur. Un compresseur mécanique aspire la vapeur de l'agent moteur et la comprime : sa faible pression de valeur p_1 passe à la valeur élevée p_2 . Dans le condenseur, la vapeur comprimée se refroidit et se liquéfie en cédant une quantité de chaleur Q_2 . La soupape d'étranglement qui suit abaisse la pression de l'agent moteur à p_1 . A la fin, il s'engouffre dans l'évaporateur et se vaporise en prenant à l'environnement (la source froide) une quantité de chaleur Q_1 .

Machine frigorifique à absorption. Le compresseur mécanique est remplacé par deux compartiments : la vapeur de l'agent moteur est dissoute dans le premier, appelé chambre d'absorption ; puis elle est rejetée à pression élevée dans le deuxième, le générateur. Les appareils suivants sont les mêmes que dans les machines à compresseur. L'énergie cédée par l'agent moteur entraîne la pompe à solvant. Dans les petites installations, on n'a pas besoin de pompe, car les bulles de vapeur qui montent dans la chambre d'absorption poussent le solvant dans le générateur (*effet thermosiphon*) : un réfrigérant à absorbeur doit donc être vertical.

Les **machines frigorifiques électro-thermiques** reposent sur l'*effet Peltier* (voir pp. 238-239).

Les **pompes à chaleur** sont des machines frigorifiques qui utilisent pour le chauffage la quantité de chaleur venant du condenseur : la source froide communique avec l'air froid extérieur à la température T_f ; la chaleur venant du condenseur est utilisée pour le chauffage d'un local à T_c , la source chaude.

Le réservoir qui fournit l'énergie Q_1 à la pompe peut être l'air de l'environnement, une masse d'eau (fleuve, lac, eaux souterraines), les eaux industrielles usées, la terre ou le réservoir d'énergie constitué par le soleil.

Le **coefficient d'amplification calorifique** est égal au rapport entre la quantité de chaleur recueillie pour le chauffage et le travail fourni à la pompe :

$$\eta_c = Q_2/W = T_c/(T_c - T_f) \quad (\text{machine idéale})$$

Ex. : Chauffage d'une pièce d'habitation par une température extérieure de $T_f = 250 \text{ K}$ à $T_c = 300 \text{ K}$. Le coefficient d'amplification calorifique idéal est de 6. En fait, les pompes à chaleur réelles n'atteignent que des valeurs de 2 à 3.

La quantité de chaleur recueillie est toujours supérieure au travail fourni à la pompe, mais le coût de l'installation est assez élevé.

La pompe à chaleur est en accord avec le 1^{er} principe de la thermodynamique (voir p. 109). Mais c'est aussi grâce au 2^e principe (voir p. 131) que l'on comprend son fonctionnement.

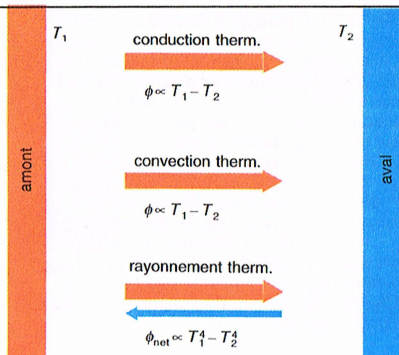
Les pompes à chaleur réelles sont des installations à compression, à absorption ou à jet de vapeur. Elles sont particulièrement économiques là où on a besoin à la fois de chaleur et de froid, par ex. dans les laiteries.

Les pompes à chaleur domestiques peuvent être utilisées l'été pour la climatisation et l'hiver pour le chauffage.

Pollution par la chaleur

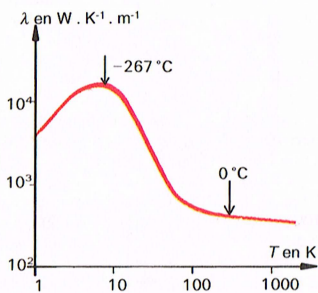
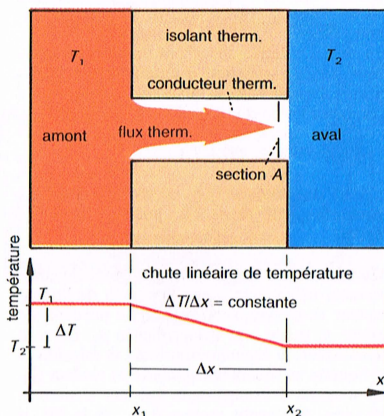
Le rendement des machines thermiques est bas : les moteurs thermiques rejettent 60 à 80 % de l'énergie qui leur est apportée sous forme de chaleur gaspillée dans l'environnement, ce qui entraîne aujourd'hui une élévation de la température de l'eau et de l'air dans les conurbations industrielles. Si les réservoirs de chaleur sont petits, l'écosystème peut être détruit : la température augmentant, la solubilité de l'oxygène dans l'eau diminue et ainsi la vie y disparaît. L'équilibre biologique est détruit, des algues envahissent ces biotopes.

Comme les besoins de l'humanité en énergie augmentent constamment, on ne peut guère entreprendre contre l'augmentation globale des rejets de chaleur que quelques actions ponctuelles.

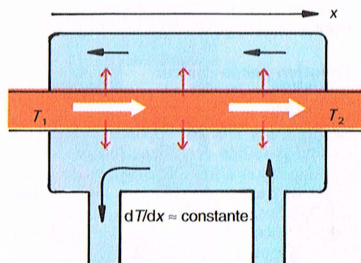


Transfert thermique

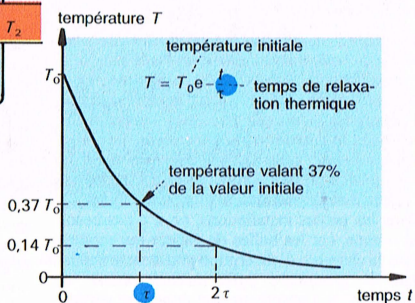
substance	λ en $\text{W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$
argent	419
cuivre	390
aluminium	230
platine	71
plomb	36
verre quartzeux	1,4
porcelaine	0,8
soufre	0,3
liège	0,04
glace	2,1
eau	0,57
neige	0,4
alcool	0,18
hélium	0,14
air	0,025

Conductivités thermiques λ à 20 °CConductivité thermique λ pour l'argent

Conduction thermique



Échangeur de chaleur à flux inversés



Refroidissement d'une source de chaleur

Si les températures de deux corps voisins sont différentes, un transfert de chaleur a lieu qui tend à les égaliser. Le corps qui possède la température la plus élevée est l'amont de ce transfert, l'autre est l'aval. Le transfert net se fait évidemment de l'amont vers l'aval, il est terminé lorsque les deux corps sont à la même température.

Provisoirement, nous ne faisons pas intervenir le temps. Si T_1 est la température du lieu 1, T_2 celle du lieu 2, ΔT la différence entre ces deux températures et Δx la distance de ces deux endroits projetée sur l'axe des x , la **chute moyenne de température**, le long de l'axe des x , est

$$(T_1 - T_2)/(x_1 - x_2) = \Delta T/\Delta x$$

Si la chute de température n'est pas constante quand Δx varie, on utilise la forme différentielle dT/dx . De plus, dans un espace à 3 dimensions, on a un **champ de température** $T(x, y, z)$ et

$$\text{grad } T = (\partial T/\partial x, \partial T/\partial y, \partial T/\partial z)$$

Par convention, $\Delta T/\Delta x$ est négatif quand T décroît avec l'écart.

La chute de température s'exprime en K/m.

Par ex., la chute moyenne de température depuis le centre de la Terre, mesurée le long d'un rayon, vaut environ $-3 \cdot 10^{-2}$ K/m.

Pour décrire la variation $T_1 - T_2 = \Delta T$ pendant la durée $t_1 - t_2 = \Delta t$, on définit le **taux** égal à

$$(T_1 - T_2)/(t_1 - t_2) = \Delta T/\Delta t$$

ou à dT/dt , si T n'est pas une fonction linéaire de t .

Le transfert de la chaleur peut se produire par :
 - **conduction thermique** : lorsque les deux corps sont en contact et quand le transfert de chaleur ne s'accompagne d'aucun changement macroscopique ;

- **convection thermique** : lorsque la substance de transmission est fluide et que s'observent des déplacements de matière ;

- **rayonnement thermique** : sans contact et même dans le vide.

Conduction thermique

Elle a lieu entre deux corps à des températures différentes, reliés par une substance solide, liquide ou gazeuse, dans laquelle l'énergie thermique se propage grâce à des chocs non élastiques entre les molécules.

Considérons le déplacement de chaleur dans la direction x : si, pendant le temps dt , la section A est traversée par la quantité de chaleur dQ , on définit le **flux thermique** Φ (mesuré en J/s) par

$$dQ = \Phi dt$$

En régime permanent, T est indépendant du temps qui n'intervient donc pas dans l'expression de Φ : si Δx est la distance amont-aval dans la direction x , on a

$$\Phi = \lambda A \Delta T/\Delta x$$

ou, de manière générale

$$\Phi = \lambda A \text{ grad } T$$

où λ est la **conductivité** ou **conductibilité thermique**, mesurée en $\text{W} \times \text{K}^{-1} \times \text{m}^{-1}$; λ est grand pour les bons conducteurs thermiques comme les métaux, et petit pour les mauvais conducteurs thermiques, les gaz par ex.

λ est souvent lui-même dépendant de la température : les métaux et les cristaux conduisent mieux la chaleur aux basses températures. Pour les matières amorphes, on admet généralement : $\lambda \propto 1/T$. Pour les gaz, λ est indépendant de la pression (voir p. 123).

Si ρ est la masse volumique du matériau et c sa chaleur massique (voir p.105 ; pour un gaz on prend la chaleur massique à pression constante c_p), on appelle **coefficient de diffusivité** D le rapport (exprimé en m^2/s)

$$D = \lambda/\rho c$$

Exemple : Les conductibilités thermiques de l'argent et de l'air sont dans le rapport 18 000/1, alors que leurs coefficients de diffusivité sont dans le rapport 12/1.

Les températures de l'amont et de l'aval s'égalisent à peu près pendant le **temps de relaxation thermique** τ , exprimé en s ; si l est la distance amont-aval,

$$\tau = l^2/D$$

On observe que τ ne dépend pas de la différence de température si celle-ci est petite.

Exemple : Si l'amont et l'aval sont reliés par 1 cm d'aluminium, l'équilibre de température se fait par conduction thermique en quelques centaines de secondes.

La **densité linéaire du courant thermique**, exprimée en W/m^2 , est proportionnelle à la chute de température : sa valeur q dans la direction x est donnée par la **loi de Fourier**, d'après JEAN FOURIER (1768-1830) :

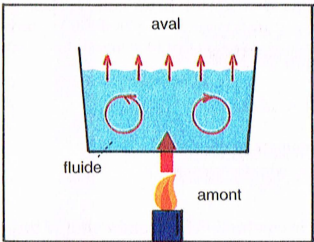
$$q = -\lambda \Delta T/\Delta x$$

ou

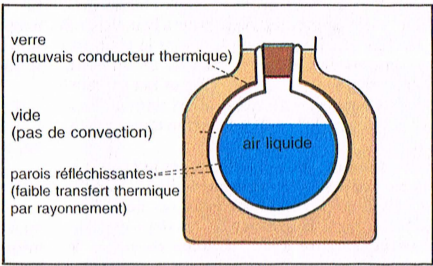
$$q = -\lambda \text{ grad } T$$

q est une grandeur vectorielle, elle est orientée vers les valeurs les plus faibles de T .

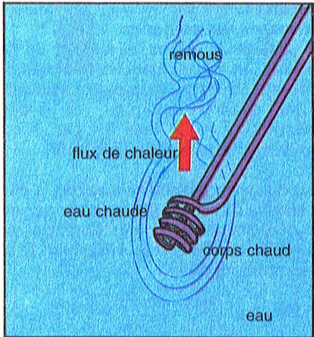
122 Thermodynamique



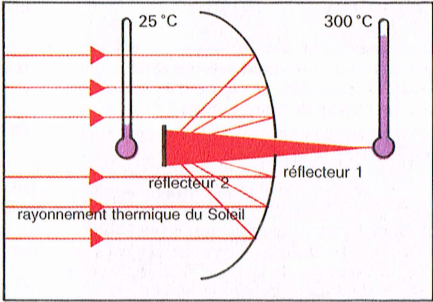
Convection thermique



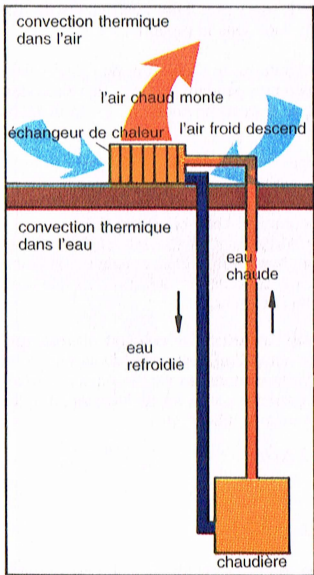
Vase Dewar



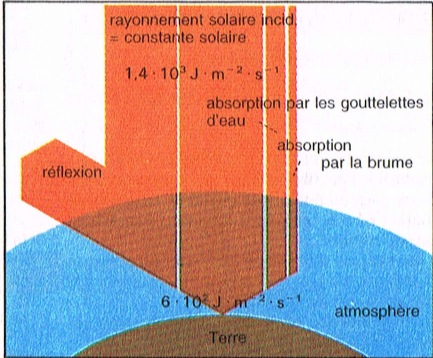
Formation de remous



Le rayonnement thermique peut être recueilli



Chauffage par convection naturelle



43% du rayonnement solaire incident atteint la terre

paroi métallique et fluide	α en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$	
air	3 - 35	convection naturelle
eau	10^2 - 10^3	
eau bouillante	10^3 - 10^4	
air	10 - 100	convection forcée
eau	10^2 - 10^4	
vapeur d'eau	10^3 - 10^5	

Transmission thermique α

La variation de la température avec le temps dépend de sa distribution spatiale selon l'**équation de transfert**, formulée de manière générale comme suit :

$$\begin{aligned} dT/dt &= a \operatorname{div} \operatorname{grad} T \\ &= a (\partial^2 T / \partial x^2 + \partial T / \partial y^2 + \partial T / \partial z^2) \end{aligned}$$

Pour les métaux, la conductivité thermique λ est étroitement liée à la conductivité électrique γ (voir p. 225) par la **loi de Wiedemann-Franz**, démontrée en 1853 par G. WIEDEMANN (1826-1899) et R. FRANZ (1827-1902) : si k est la constante de Boltzmann et e la charge élémentaire (voir p. 207), on a :

$$\lambda / \gamma \approx 3,3 (k/e)^2 T$$

Résistance thermique

Si A est la section transversale, ΔT la différence de température entre l'amont et l'aval et l leur distance, on a :

$$\Phi = \lambda (A/l) \Delta T = G \Delta T$$

G est la **conductance thermique** du matériau conducteur ; $1/G$ correspond à la résistance électrique. L'équation ci-dessus est analogue à la loi d'Ohm (voir p. 227).

La **transmission thermique** α , exprimée en $W/(m^2 \cdot K)$, exprime l'échange thermique entre une paroi solide et un fluide, liquide ou gaz : si F est la surface de contact, on a

$$\Phi = \alpha F \Delta T$$

α dépend des substances en présence et des conditions géométriques ; il comprend aussi la conduction thermique par convection (voir ci-dessous).

Par ex., pour le transfert paroi métallique-eau à température ordinaire, α a une valeur d'environ $400 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$. Si le transfert a lieu par de l'eau bouillante, α augmente d'un ordre de grandeur.

Conduction thermique dans les gaz

Le transfert thermique se fait par des molécules qui peuvent se déplacer librement. Si n est la densité volumique des particules, f le nombre de degrés de liberté (voir p. 103), k la constante de Boltzmann, $\bar{v}$ la vitesse moyenne des molécules, l le libre parcours moyen, η la viscosité dynamique et c_v la capacité calorifique à volume constant (voir p. 105), la densité du courant thermique à travers un gaz dans la direction x est :

$$q = (n f \bar{v} l) / 6 \cdot dT/dx = \eta c_v dT/dx$$

Comme η et c_v sont indépendants de la densité du gaz, la conductivité thermique des gaz est

aussi indépendante de leur pression – résultat remarquable.

Pour une pression gazeuse très faible, quand le libre parcours moyen est plus grand ou du même ordre de grandeur que la distance entre l'amont et l'aval, alors $q \propto p$.

Application : mesure de basses pressions par la conductivité thermique de traces de gaz.

Convection thermique

C'est le transfert d'énergie thermique par des courants de fluides, gaz ou liquides. Ce processus peut s'enclencher seul, à cause des variations de densité locales, dues aux températures ; mais on peut aussi le déclencher par pompage. Si v est la vitesse du courant de fluide, on a

$$q \propto v^2$$

La théorie du courant thermique Φ par convection est difficile à établir. On a aussi du mal à interpréter les couches limites qui se forment lors de la convection.

Des formules empiriques utilisent à cet effet le nombre α (voir ci-dessus).

Le transfert thermique par convection est souvent supérieur à celui par conduction.

Rayonnement thermique

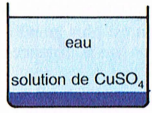
Cette forme de transfert d'énergie n'a pas besoin d'un milieu vecteur, elle peut donc se produire aussi dans le vide. La chaleur s'écoule dans les deux sens, donc de l'amont vers l'aval et inversement. Le transfert thermique net est la différence entre les deux courants thermiques.

Le transfert thermique net entre deux surfaces planes très grandes et parallèles, de températures thermodynamiques T_1 et $T_2 < T_1$, est donné par la formule :

$$q = C_{12} [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4]$$

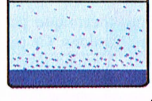
C_{12} est la **nombre de l'échange de rayonnement** ; il décrit les propriétés des surfaces rayonnantes. De même que la conduction et la convection thermiques, le rayonnement thermique tend également à un équilibre thermique entre l'amont et l'aval : les deux surfaces émettent ou absorbent alors le même flux thermique.

état initial, $t = 0$:



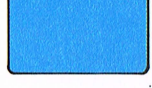
intensité de couleur

plus tard :



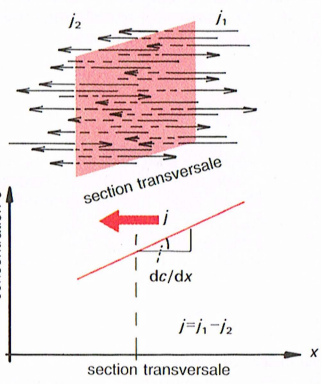
intensité de couleur

encore plus tard :



intensité de couleur

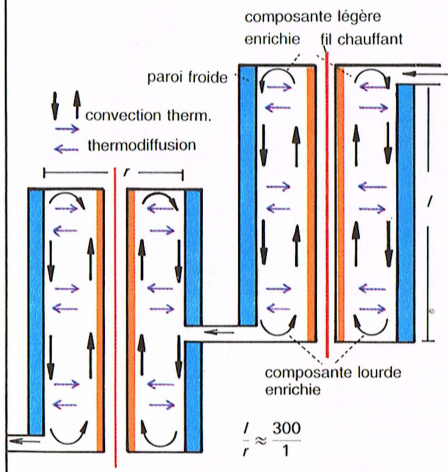
Diffusion



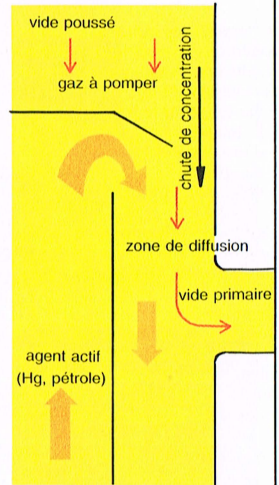
La diffusion est un transport net

de	diffusion dans	D en m^2/s
H_2	air (0°C)	$6,3 \cdot 10^{-5}$
vapeur d'eau	air (0°C)	$2,4 \cdot 10^{-5}$
CO_2	air (0°C)	$1,4 \cdot 10^{-5}$
CS_2	air (0°C)	$1,0 \cdot 10^{-5}$
NaCl	eau (15°C)	$1,1 \cdot 10^{-9}$
sucre	eau (12°C)	$3,0 \cdot 10^{-10}$

Quelques coefficients de diffusion



Principe d'une cascade de tubes à séparation isotopique



Zone de pompage d'une pompe à diffusion (voir p. 62)

Si l'on verse avec précaution une solution colorée dans un liquide clair, la surface de séparation, très nette au début, s'estompe peu à peu : la substance colorée passe par **diffusion** dans le liquide. Mais inversement des molécules *diffusantes* du liquide passent dans la substance colorée. Les gaz se mélangent en quelques secondes, les liquides ont besoin de plus de temps ; la diffusion entre des corps solides s'étend sur des périodes géologiques. Il se produit une diffusion là où se trouvent des variations de concentration.

La diffusion est un *transport passif* d'une substance dans une autre. C'est une conséquence du mouvement brownien (voir p. 113) qui permet les échanges de chaleur entre les molécules. Le mouvement des particules a lieu dans les deux sens et ne se termine que lorsque le mélange est parfait.

Si la diffusion a lieu à travers une paroi semi-perméable, il s'agit d'**osmose** (voir p. 127).

Si la diffusion se produit le long de l'axe des x , le vecteur flux de diffusion j (quantité de matière traversant par seconde une surface d'aire unité normale au mouvement) est donné en fonction de la chute de concentration dc/dx le long de cet axe par la **1^{re} loi de Fick**, d'après ADOLF FICK (1829-1901) :

$$j = -D \, dc/dx$$

avec

D : coefficient de diffusivité exprimé en m^2/s , défini p. 121 à propos du transfert thermique. Dans le cas général, la valeur nette de j est donnée par

$$j = -D \, \text{grad } c$$

Le vecteur j est orienté vers les c décroissants ; pour un gaz parfait, il est indépendant de la pression.

D dépend des substances diffusantes et de la température.

A travers une section transversale, il passe constamment deux courants de particules opposés. La théorie du mouvement brownien permet de relier j à la vitesse moyenne des particules $\bar{v}$, et au libre parcours moyen l :

$$j = j_1 - j_2 = (1/3)l\bar{v} \, (dn/dx)$$

Pour les particules sphériques de diamètre d ,

$$D = k T / (6 \pi \eta d)$$

avec

k : constante de Boltzmann ; T : température thermodynamique ; η : viscosité dynamique.

La diffusion se produit lorsque l des molécules n'est pas la même pour toutes les directions. Là où la densité est plus faible, les molécules se heurtent plus rarement, et elles se répandent donc plus rapidement que dans les régions à densité plus élevée.

La densité du nombre de particules dans un volume diminue lorsqu'un courant net sort, donc

$$dc/dt = -\text{div } j$$

On en déduit la **2^e loi de Fick** :

$$\begin{aligned} dc/dt &= D \, \text{div grad } c \\ &= D \, (\partial^2 c / \partial x^2 + \partial^2 c / \partial y^2 + \partial^2 c / \partial z^2) \end{aligned}$$

Application

Si au départ ($t = 0$) une couche mince d'une substance se trouve dans le fond ($x = 0$) d'un récipient plein, avec une concentration c_0 , elle diffuse à l'intérieur. Sa concentration c à la distance x , au temps t , est

$$c(x, t) = \frac{C_0}{\sqrt{\pi D t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4 D t}\right)$$

La **valeur quadratique moyenne du déplacement**

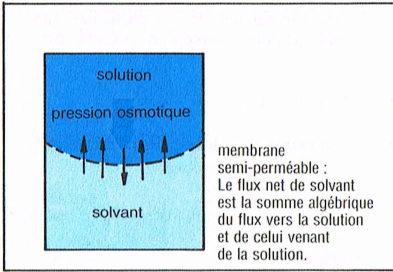
$$\overline{x^2} = D t$$

est une mesure de l'épaisseur de la couche de particules.

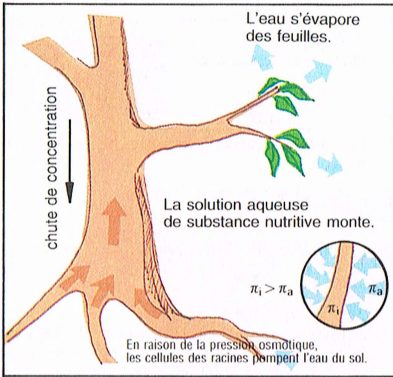
Thermodiffusion

Si un récipient contient un mélange de deux gaz de températures différentes, les molécules légères diffusent de préférence vers les hautes températures ; les particules lourdes diffusent dans la direction opposée. Au bout d'un certain temps, on trouve les particules légères surtout du côté chaud et les particules lourdes du côté froid.

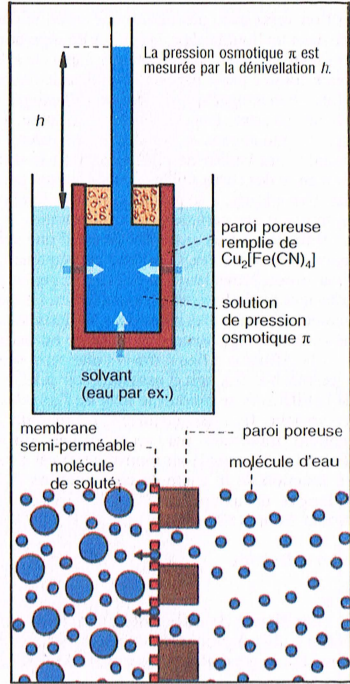
KLAUS CLUSIUS (1903-1963) a découvert cette séparation des éléments d'un mélange avec son **tube à séparation** et l'a utilisée pour la **séparation isotopique** ; l'appareil se compose de deux tubes verticaux pouvant mesurer jusqu'à 6 m de long, coaxiaux, fermés en haut et en bas, et dont l'intérieur est chauffé par un fil électrique. L'extérieur est refroidi. L'espace entre les deux est occupé par le mélange des gaz à séparer. La thermodiffusion concentre la partie la plus légère du mélange à la surface extérieure du tube intérieur. Le mélange légèrement modifié monte par convection de chaleur (un gaz chaud monte) le long du tube intérieur. En bas se trouve un mélange, transformé lui aussi : la composante lourde s'y concentre. L'effet de séparation est faible, mais on peut retirer les mélanges concentrés et les concentrer de nouveau dans des tubes à séparation branchés en aval. La séparation complète des deux isotopes du néon nécessite une cascade de 20 étapes ; pour celle des isotopes de l'uranium jusqu'à des puretés de quelques pour mille, il en faut plusieurs milliers.



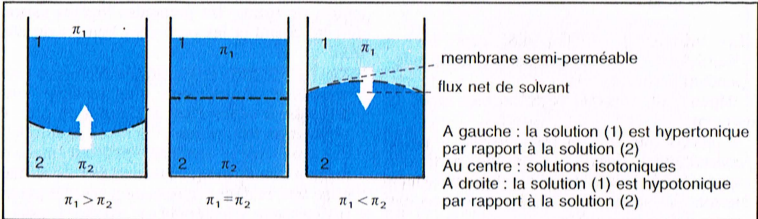
Osmose



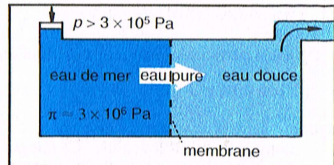
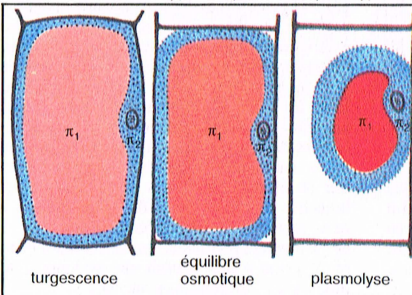
La pression osmotique π dans certaines parties des arbres peut s'élever à 10 fois la pression atmosphérique π_a



Cellule de Pfeffer



Définition des termes hypertonique, isotonique, hypotonique



Dessalement de l'eau de mer par osmose inverse

Turgescence, équilibre osmotique et plasmolyse d'une cellule végétale

L'**osmose** est un cas particulier de la diffusion : c'est la diffusion d'un liquide à travers une membrane semi-perméable. Une telle membrane est dite semi-perméable parce que, en théorie, seul le solvant peut passer au travers, et pas la substance dissoute.

Les membranes biologiques peuvent, quant à elles, laisser aussi passer en partie la substance dissoute, en raison d'interactions possibles entre ces substances et la membrane.

La membrane sépare la solution du solvant : elle tend ainsi à maintenir une différence de concentration.

Mais les molécules de **soluté** (substance dissoute) se dispersent parmi celles du **solvant** (qui était pur) ; aussi, à la fin, les deux composants sont-ils mélangés de façon homogène. La **solution** est caractérisée par la **molarité** M' , nombre de moles de soluté n présentes dans 1 litre de la solution ; si on appelle V le volume de la solution, on a : $M' = n/V$. M' s'exprime en mol/l.

Une **solution saturée** est une solution dont la molarité est la plus grande possible : un surplus de substance entraîne une **précipitation**.

L'osmose est un **transport passif** du solvant à travers la membrane semi-perméable. Le solvant diffuse dans les deux sens ; mais le flux net a lieu vers les molarités de soluté croissantes. Les membranes semi-perméables sont par ex. des membranes vivantes de cellules végétales ou animales : leurs propriétés sont primordiales en ce qui concerne les processus biologiques.

La **cellule de Pfeffer** – développée par WILHELM PFEFFER (1845-1920) – est un récipient en terre poreuse, rempli d'une solution diluée de CuSO_4 . Si on le plonge dans une solution de ferrocyanure de potassium, il se forme, dans les pores du vase, une couche gélatineuse et semi-perméable de ferrocyanure de cuivre.

Si l'on plonge ensuite dans de l'eau cette même cellule de Pfeffer remplie d'une solution sucrée, les molécules d'eau (le solvant) diffusent à l'intérieur de la cellule, alors que les molécules de sucre sont trop grosses pour traverser la couche de ferrocyanure de cuivre. La cellule de Pfeffer constitue un osmomètre (voir plus bas).

La **pression osmotique** π , mesurée en Pa, joue le même rôle dans les solutions que la pression gazeuse dans les gaz : les molécules dissoutes y engendrent une pression égale à celle qui existerait dans un gaz ayant le même nombre de particules par unité de volume et la même température thermodynamique T . Si M' est petit, la solution est dite *idéale* et alors s'applique la **loi de Van't Hoff**, d'après JACOBUS VAN'T HOFF (1852-1911) :

$$\pi = M' R T$$

avec

R : constante universelle des gaz.

En faisant intervenir le volume V de la solution, on obtient une loi analogue à la loi des gaz parfaits (voir pp. 59 et 107) :

$$\pi V = n R T$$

π est indépendant du type de solvant. Un corps complètement dissocié en deux ions présente une pression osmotique double de celle d'un corps non dissociable. π n'existe que si une paroi semi-perméable sépare une solution et le solvant pur (ou une solution et une autre solution du même soluté, mais de concentration plus faible). Si la couche de séparation est imperméable, la pression osmotique ne peut pas donner lieu à une dénivellation dans un osmomètre.

Pour des solutions réelles et de grands n , peuvent apparaître des écarts importants à la loi de Van't Hoff.

S'il y a plus d'une sorte de molécules dans la solution, on applique alors la loi de Dalton pour les pressions partielles (voir pp. 59 et 107).

π peut atteindre des valeurs importantes.

Ex. : Pour une solution comprenant 0,3 mole de sucre par litre d'eau à température ambiante, $\pi = 7,3 \times 10^5$ Pa.

On mesure la pression osmotique avec un **osmomètre** : la solution étudiée se trouve dans un tube vertical fermé en bas par une membrane semi-perméable et placé dans le solvant. Celui-ci pénètre dans le tube à travers la membrane, le niveau du solvant monte jusqu'à ce que π soit égal à la pression hydrostatique. Alors celle-ci fait repasser vers le solvant autant de molécules de solvant à travers la membrane que la pression osmotique en fait passer dans la solution ; le flux net du solvant est nul.

Suivant les conditions de pression en dessous et au-dessus de la membrane, on distingue des solutions **hypertoniques**, **hypotoniques** et **isotoniques**.

Une cellule vivante peut servir d'osmomètre : elle se gonfle (*turgescence*) ou se resserre (*plasmolyse*) suivant la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur.

On calcule généralement π d'après la concentration de la solution.

Application

Détermination de la masse molaire M d'une substance : on en dissout la masse m et on mesure π , V et T . D'après la loi de Van't Hoff, on obtient alors le nombre de moles de soluté par litre n . La masse molaire est alors : $M = m/n$.

Cette méthode est particulièrement adaptée aux faibles quantités de substance et aux matières qui se désagrègent à la gazéification et ne peuvent donc pas être analysées de la façon habituelle.

définition statistique :

$$S = k \ln P$$

probabilité de l'état du système

constante de Boltzmann

définition thermodynamique :

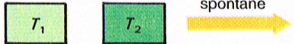
$$S = \int \frac{1}{T} dQ$$

température

quantité de chaleur qui peut être échangée de manière réversible

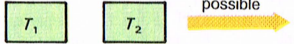
Entropie

$T_1 < T_2$:



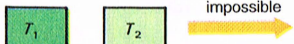
$dS = dQ \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) > 0$

$T_1 = T_2$:



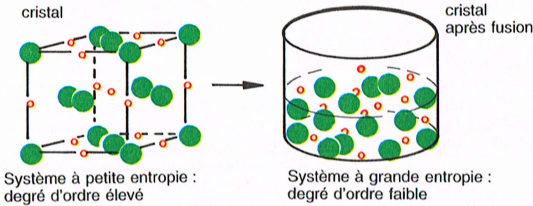
$dS = dQ \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) = 0$

$T_1 > T_2$:



$dS = dQ \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) < 0$

Entropie et échange thermique



S_1  N_1 molécules

entropie de mélange ΔS_m

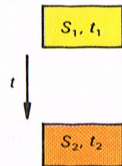
$$\Delta S_m = S - (S_2 + S_1)$$

$$= kN_1 \ln(N/N_1) + kN_2 \ln(N/N_2)$$

S_2  N_2 molécules

S  $N = (N_1 + N_2)$ molécules

L'entropie n'est pas additive



si $S_2(t_2) > S_1(t_1)$, alors $\Delta t = t_2 - t_1 > 0$

L'entropie précise le sens de déroulement du temps

système à N particules (ex. $N = 10$)



état 1 :
entropie min.
probabilité :
 $P_1 = 2^{-N}$



état 2 :
entropie max.
probabilité :
 $P_2 = 1 - 2^{-N}$

Entropie et statistique

$$P_1/P_2 = 1/1024$$

Pour 1 mole de gaz :

$$S_2 - S_1 = \Delta S = kN \ln 2 = 9,57 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$$

L'entropie S est une grandeur d'état de la thermodynamique ; on l'exprime en J/K .

En chimie, on exprime encore souvent S en $J \cdot K^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$.

S est une grandeur additive, c.-à-d. que si deux systèmes ont respectivement les entropies S_1 et S_2 , l'entropie de l'ensemble est $S_1 + S_2$. C'est RUDOLF CLAUSIUS (1822-1888) qui introduisit en 1854 la notion d'entropie (du grec *entropien* : retourner) comme mesure pour la réversibilité d'un processus thermodynamique.

Ce n'est qu'à l'aide des statistiques quantiques que l'on peut établir une théorie complète de S . Si l'on met en présence deux volumes de gaz différents, ils se mélangent complètement. Il est hautement improbable que les deux gaz se séparent à nouveau spontanément ; c'est pourtant possible en principe, car les molécules de gaz se déplacent sans respecter de règle et pourraient se rassembler à nouveau dans leurs volumes respectifs de départ. Ce processus ne heurterait pas le principe de la conservation de l'énergie. On introduit l'entropie pour décrire le sens du déroulement de processus irréversibles.

Un système isolé (c.-à-d. dépourvu d'échanges d'énergie ou de matière avec l'extérieur) évolue spontanément jusqu'à ce qu'il se trouve dans l'état de probabilité maximale.

Pour tout processus, $dS \geq 0$. On peut donc utiliser S pour définir le sens de déroulement du temps.

Définition statistique de l'entropie :

$$S = k \ln P$$

k : constante de Boltzmann ; P : probabilité de l'état du système isolé considéré.

On est, pour des raisons formelles, amené à utiliser, au lieu de P , son logarithme : les entropies de plusieurs systèmes sont additives ; de plus, les nombres employés sont plus faciles à manier.

Définition thermodynamique de l'entropie : Soit deux états très voisins d'un système à la température thermodynamique T , considérons une transformation réversible entre ces deux états ; on appelle dQ la variation de l'énergie thermique entre les deux états, et dS la variation d'entropie correspondante. On a :

$$dS = dQ/T$$

La variation d'entropie au cours d'une transformation finie est donnée par l'intégrale de Clausius :

$$S = \int dQ/T$$

Les deux définitions sont équivalentes, comme le montre l'exemple suivant :

Un gaz contenant N molécules remplit d'abord la moitié d'un récipient (état 1). Dans l'état 2, il remplit uniformément les deux moitiés du récipient. On a $P_2 \equiv 1$ (certitude), donc $\ln P_2 = 0$; en ce qui concerne l'état 1, la pro-

babilité pour qu'une particule occupe la moitié du récipient est $1/2$, donc pour N particules $P_1 = (1/2)^N = 2^{-N}$.

La variation d'entropie de l'état 1 à l'état 2 est : $\Delta S = S_2 - S_1$.

On a, d'après la définition statistique :

$$\Delta S = k (0 - \ln 2^{-N}) = k \ln 2^N = k N \ln 2$$

Pour la définition thermodynamique, le gaz doit se dilater de façon réversible et isotherme, ce qui est possible quand un piston le freine très lentement jusqu'à ce que le volume devienne le double de ce qu'il était au départ. Le refroidissement qui apparaît alors est compensé par un apport de chaleur constant. Le travail produit dans l'expansion du gaz jusqu'à un volume double est (voir p. 111) :

$$W' = n R T \ln V_2/V_1 = n R T \ln 2$$

Si ce travail est intégralement transformé en chaleur, l'augmentation d'entropie pour la transformation $1 \rightarrow 2$ est alors :

$$\Delta S = (n R T \ln 2)/T = n R \ln 2$$

Or $N/n = R/k$, donc

$$\Delta S = k N \ln 2$$

On utilise la définition la mieux adaptée au problème traité.

Exemples :

Variation d'entropie lors d'un échange de chaleur : deux corps ont respectivement les températures T_1 et T_2 . S'ils échangent une quantité de chaleur dQ , la variation d'entropie correspondante est

$$dS = dQ (1/T_1 - 1/T_2)$$

Comme une transformation spontanée ne se produit que si S augmente ($dS > 0$), il n'y a échange de chaleur que si $T_2 > T_1$.

Entropie d'une mole de gaz parfait de volume V à la température T :

$$S = R \ln V + C_v \ln T + S_0$$

avec

S_0 : entropie d'un état de référence ; C_v : capacité calorifique à volume constant.

Entropie et information

Dans la théorie de l'information, l'entropie (ici notée H) est une mesure de la quantité d'information correspondant à une réalisation d'une variable aléatoire.

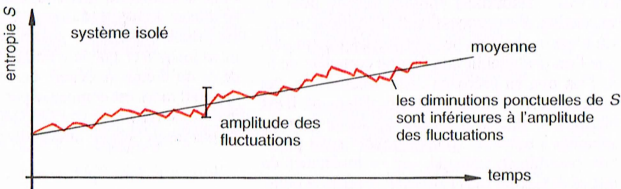
Exemple : Si on tire aléatoirement un nombre entre 1 et n , chaque nombre ayant la même probabilité d'être tiré, l'entropie de l'information correspondante est :

$$H = \log_2 n$$

avec $\log_2 n$ = logarithme de n en base 2.

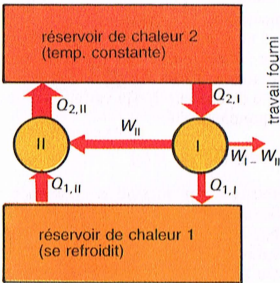
processus réversibles : $dS=0$ processus irréversibles : $dS > 0$

Deuxième principe de la thermodynamique

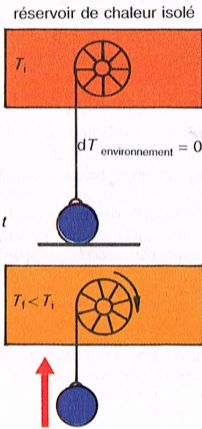


Déroulement spontané d'un processus

couplage de deux machines de Carnot (I, II) de rendements différents ($\eta_I > \eta_{II}$)



Mouvement perpétuel de 2^e type



Mouvement perpétuel de 2^e type

- si $\frac{dT}{dV} = 0 \curvearrow$ alors énergie libre $F \rightarrow$ minimum
- si $\frac{dp}{dQ} = 0 \curvearrow$ alors enthalpie $H \rightarrow$ minimum
- si $\frac{dT}{dp} = 0 \curvearrow$ alors enthalpie libre $G \rightarrow$ minimum

Conditions d'un équilibre thermodynamique

Le premier principe de la thermodynamique (voir p. 109) indique quels processus sont possibles dans un système isolé. Le second principe précise dans quel sens ces processus se déroulent. On l'énonce aujourd'hui ainsi :

Un système ne passe jamais spontanément d'un état à un autre beaucoup moins probable.

C.-à-d. que pour tout changement d'état d'un système isolé, l'entropie S augmente ou au mieux reste constante (voir la définition statistique de S , p. 129).

La valeur instantanée de l'entropie peut subir des variations statistiques qui ne dépassent pas quelques multiples de k , donc quelques 10^{-23} J/K .

Formulations plus anciennes :

La chaleur ne peut pas passer d'elle-même d'un corps froid à un corps plus chaud.

Ou :

Il n'existe pas de mouvement perpétuel de second type.

Un **mouvement perpétuel de second type** est le mouvement d'une machine qui fournit du travail (faire monter un poids par ex.) en refroidissant un réservoir de chaleur. Par ex., un bateau transatlantique à vapeur puisant son énergie motrice dans l'énergie thermique accumulée par la mer qui est ainsi refroidie.

Une telle machine ne contredirait pas le principe de la conservation de l'énergie.

Le deuxième principe de la thermodynamique est, comme le premier, tiré de l'expérience.

Deuxième principe et entropie

Dans un système isolé, toutes les transformations se déroulent de manière que l'entropie reste constante ou augmente. Comme on peut toujours englober l'environnement dans le système, ce principe est valable pour tous les processus naturels. Donc :

$$dS \geq 0$$

Processus circulaires réversibles

On étudie les processus circulaires à l'aide de la machine de Carnot réversible (voir p. 117). Le deuxième principe de la thermodynamique postule que la transformation d'énergie thermique en travail ne peut pas être complète, une partie de cette énergie servant à réchauffer une source froide.

De plus, toutes les machines de Carnot ont le même rendement, indépendamment par ex. de l'agent moteur. Si ce n'était pas le cas, on pourrait coupler deux machines de Carnot de telle manière que le deuxième principe soit contredit. De toutes les machines réversibles ou irréversi-

bles, c'est la machine de Carnot qui a le rendement le plus élevé.

Équilibre thermodynamique

Un système isolé est en état d'équilibre thermodynamique lorsque son entropie est maximale. Si on l'en écarte, il se crée alors des mécanismes internes qui ramènent l'entropie à sa valeur maximale.

Soient ΔS la variation d'entropie du système, Q et W la quantité de chaleur et le travail qu'il absorbe, U son énergie interne et T la température thermodynamique. La *condition d'équilibre* s'écrit :

$$S = \text{maximum avec } \Delta S = Q/T$$

Or, d'après le premier principe :

$$\Delta U = W + Q, \text{ d'où}$$

$$\Delta S = (\Delta U - W)/T$$

ou

$$\Delta U - W - T \Delta S = 0$$

La relation : $S = \text{maximum}$ est analogue à celle qui décrit l'équilibre mécanique (voir p. 51). Mais si celui-ci est stable (quand on écarte le système de sa position d'équilibre, il se crée des forces qui l'y ramènent), il correspond à un minimum de l'énergie potentielle E_p .

L'étude de l'évolution d'un processus thermodynamique peut être faite à l'aide d'autres **grands d'état thermodynamiques**, exprimés en J comme U ; elles tendent vers un minimum au cours de la transformation considérée :

Pour les *transformations isothermes-isochores*, on utilise l'**énergie libre** ou **fonction de Helmholtz** F .

$$F = U - TS$$

Pour les *transformations adiabatiques-isobares*, on a l'**enthalpie** H .

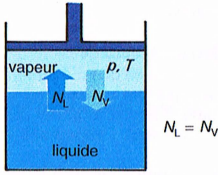
$$H = U + pV$$

H est particulièrement adapté pour les travaux faisant intervenir un agent moteur fluide.

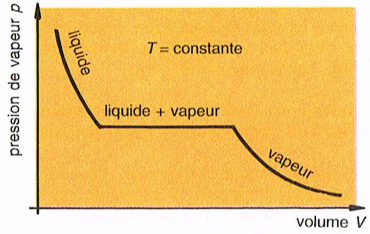
Enfin, pour les *transformations isothermes-isobares*, la fonction utilisée est l'**enthalpie libre** ou **fonction de Gibbs** G .

$$G = U + pV - TS = H - TS$$

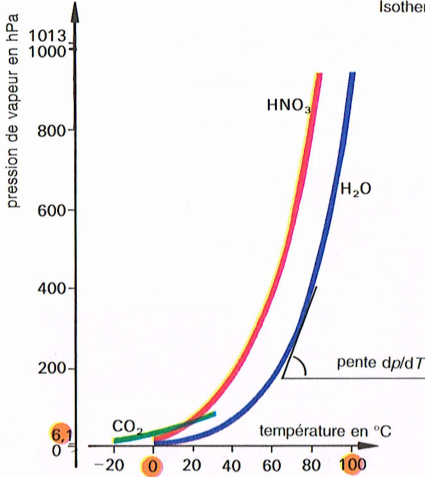
G est particulièrement utile dans l'étude des processus de fusion et de vaporisation.



Équilibre de vaporisation



Isotherme du système liquide-vapeur



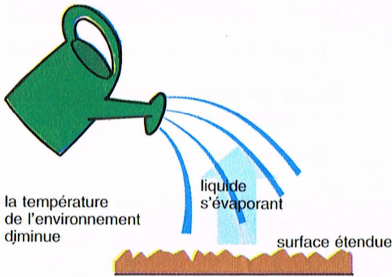
Courbes de vaporisation

substance	L_v en MJ/kg
béryllium	24,8
aluminium	10,5
eau	2,25
éthanol	0,844
fer	6,32
éther	0,359
hydrogène	0,466
mercure	0,283
azote	0,201
iode	0,171

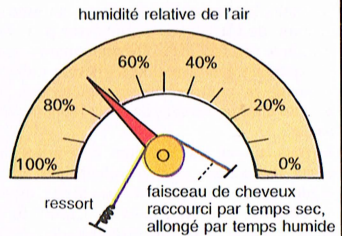
Chaleur latente de vaporisation L_v

substance	p en hPa
glace sèche ($-80\text{ }^{\circ}\text{C}$)	893
éther	586
méthanol	125
benzène	100
HNO_3	63,7
éthanol	58,8
CO_2	57,2
vapeur d'eau	23,3
glace ($-20\text{ }^{\circ}\text{C}$)	1,03
mercure	0,0016

Pression de vapeur à la température ambiante



Refroidissement par évaporation



Hygromètre à cheveux

Au voisinage d'un corps à l'état liquide se trouve une phase gazeuse de ce corps, sa **vapeur**, qui exerce une *pression de vapeur*.

Le processus par lequel des molécules quittent la surface du liquide s'appelle la *vaporisation*.

La **pression de vapeur** p augmente avec la température T ; p ne dépend que de T et pas de la quantité de liquide, ni de la présence d'autres gaz.

En vase clos, il y a autant de molécules quittant la surface du liquide pour se vaporiser que de molécules qui retombent dans le liquide : Ces deux phases de la matière sont en *équilibre de vaporisation*, il règne une *pression de vapeur saturante*.

Lors d'une compression isotherme de la vapeur, une partie de celle-ci passe dans le liquide de telle façon que p reste constante. Si au contraire on augmente le volume de la vapeur, des molécules quittent le liquide pour la rejoindre. C'est seulement lorsque tout le liquide est transformé en vapeur que celle-ci se comporte comme un gaz parfait, sa pression diminuant quand le volume augmente.

Si, la température du liquide augmentant, la pression de vapeur saturante dépasse la pression exercée sur la surface du liquide par l'atmosphère extérieure, c'est l'**ébullition** : il se forme à la surface du liquide et en son sein des bulles gazeuses qui passent dans la vapeur.

Exemple : Pour une pression normale (1 013 hPa), le point d'ébullition de l'eau se situe à 100 °C ; au-dessus de cette pression, il est plus élevé, au-dessous il est plus bas. On utilise cette dépendance dans l'*hypsomètre* pour déterminer la hauteur d'une montagne. Au sommet du mont Blanc, l'eau bout déjà à 84 °C.

Lorsque la pression de vapeur d'un liquide devient inférieure à la pression extérieure exercée sur le liquide apparaît la **condensation** : il entre dans le liquide plus de molécules venant de la vapeur qu'il n'en sort.

Pour que les molécules d'un liquide puissent s'évaporer, il faut leur fournir l'**énergie de vaporisation** ou **chaleur de vaporisation**.

On appelle **chaleur latente de vaporisation** L_v , exprimée en J/kg, l'énergie nécessaire pour transformer en vapeur 1 kg de liquide à température constante.

L_v se rapporte aussi à la quantité de matière : on exprime en J/mol la *chaleur molaire de vaporisation*.

Pour l'eau, la valeur de L_v est particulièrement élevée : $2,25 \times 10^6$ J/kg, ou $4,06 \times 10^4$ J/mol.

L_v se compose de deux parties :

- 1) De l'énergie pour augmenter le volume massique (volume de l'unité de masse) du liquide jusqu'à celui de la vapeur ; par ex., pour l'eau, de 1 L/kg à 1 700 L/kg.
- 2) De l'énergie pour vaincre la force d'attraction moléculaire. Cette part est de loin la plus importante : pour l'eau, elle vaut 93 % de L_v .

Si on construit la **courbe de vaporisation** (courbe donnant la pression de la vapeur en fonction de la température), la mesure de sa pente permet de calculer L_v , d'après l'**équation de Clapeyron**, qui tient son nom de BENOÎT CLAPEYRON (1799-1864) :

$$L_v = T (V_v - V_l) dp/dT$$

avec

T : température de vaporisation ; dp/dT : pente de la courbe de vaporisation ; V_v : volume massique de la vapeur, mesuré en m³/kg ; V_l : volume massique du liquide.

Lorsque les molécules de vapeur passent dans la phase liquide, une certaine énergie est libérée : c'est la **chaleur de condensation**. La chaleur latente de condensation est égale à L_v . Lorsqu'un liquide se vaporise lentement dans de l'air, c'est une **évaporation** ; les molécules qui s'évaporent prennent au liquide l'énergie nécessaire, d'où un *refroidissement* de ce liquide. L'évaporation et le refroidissement qui l'accompagne sont plus efficaces si la vapeur est entraînée rapidement loin de la surface du liquide (vent, ventilateur).

Dans une *tour de refroidissement*, l'eau à refroidir traverse une surface étendue. Une très petite quantité d'eau s'évapore, d'où refroidissement ; la vapeur est entraînée par le vent ou par convection.

Dans une *cruche de terre cuite*, de faibles quantités d'eau diffusent vers l'extérieur à travers la paroi, s'évaporent et refroidissent ainsi la cruche et son contenu.

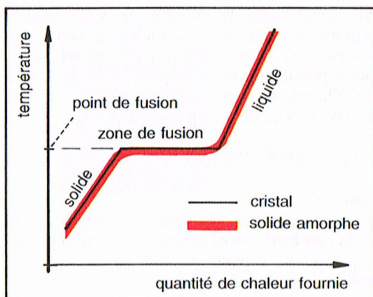
Hygrométrie

L'air est un mélange de gaz parmi lesquels se trouve de la vapeur d'eau en proportion variable. On exprime cette proportion, l'*humidité de l'air*, de différentes façons :

L'*humidité absolue* est la concentration de vapeur d'eau dans l'air. On l'exprime en g/m³.

L'*humidité relative* ou *degré hygrométrique*, nombre sans dimension, est le rapport entre la pression partielle de la vapeur d'eau dans l'atmosphère et la pression de vapeur saturante de l'eau à la même température. Si ce rapport est exprimé en %, il vaut 100 fois la valeur précédente. On le mesure avec des **hygromètres** ; l'un des plus précis de ces appareils est l'*hygromètre à condensation*, qui fait intervenir le point de rosée.

Le **point de rosée** est la température à laquelle apparaît la condensation de la vapeur d'eau venant de l'air ambiant. Le principe de la mesure est le suivant : une plaque de métal, bien polie, est refroidie jusqu'à ce que de la rosée apparaisse dessus. On relève alors sa température ainsi que la température ambiante ; des tables spécialisées permettent de calculer l'humidité relative à partir de ces données.



Variation de la température au cours de la fusion ou de la solidification

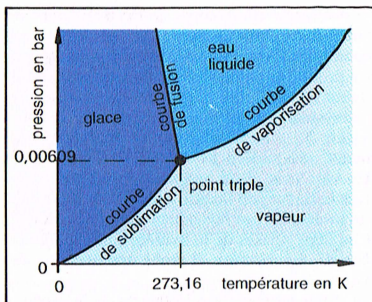
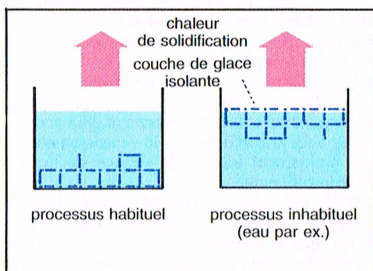
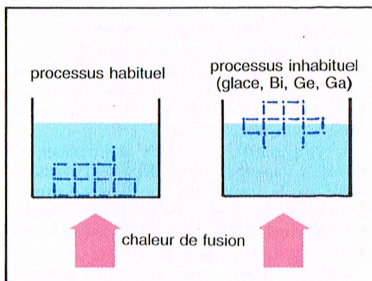


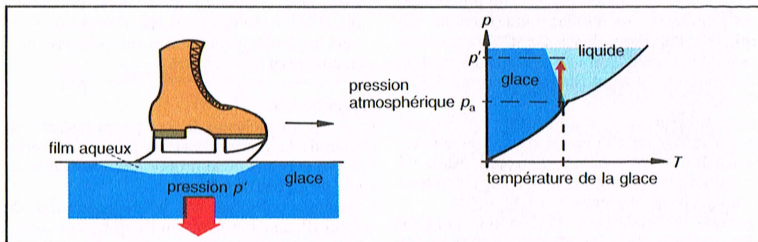
Diagramme d'état de l'eau (pas à l'échelle)



Solidification d'un liquide



Fusion d'un corps solide

Le patin à glace : une pression p' supérieure à p_a fait fondre la glace

substance	point d'ébullition en K	point de solidification en K	chaleur latente de fusion en 10^3 J/Kg
platine	4 573	2 042	1,11
fer	3 273	1 803	2,70
argent	2 223	1 234	1,02
mercure	630	234	0,124
eau	373,2	273,2	3,52
benzène	353	279	1,40
éthanol	352	159	1,20
méthanol	337	175	1,09
éther	308	157	1,08
oxygène	90,3	54,7	0,172
azote	77,4	63,3	0,283
hydrogène	20,4	14,1	0,636
hélium	4,3	0,1	

Points d'ébullition et de solidification, chaleur latente de fusion de différentes substances (le zéro absolu est arrondi à $-273,2$ °C)

Corps solide et liquide. Point triple 135

La **fusion** est le passage d'un corps de la phase solide à la phase liquide. Si l'on apporte constamment de l'énergie à un corps solide, l'agitation thermique des particules qui le composent devient de plus en plus intense, sa température T augmente jusqu'à ce qu'il soit sur le point de fondre. Lors d'un apport supplémentaire d'énergie, T demeure constante – corps solide et liquide sont en équilibre – jusqu'à ce que les dernières liaisons entre les atomes se brisent et qu'on ait un liquide. C'est alors seulement que la température monte de nouveau. En règle générale, la densité diminue lors de la fusion.

Exception importante : la glace est moins dense que l'eau. A basse température, la congélation de l'eau commence par en haut. La couche de glace joue le rôle d'un isolant thermique et empêche le gel en profondeur.

La **solidification** est le contraire de la fusion. Le **point de fusion** (ou **point de solidification**) est la température à laquelle des corps homogènes passent à l'état liquide (ou solide). Seuls les cristaux ont un point de fusion bien précis : quand on apporte de l'énergie à des solides amorphes, ils ramollissent à l'intérieur d'un intervalle de températures.

Surfusion. Si l'on retire lentement de l'énergie à un liquide pur ne contenant pas de gaz dissous, enfermé dans un récipient aux parois lisses, il reste liquide après que le point de solidification a été atteint. C'est un état métastable, il y a trop peu de germes pour la formation de la phase solide.

Exemple : De l'eau pure peut facilement surfondre jusqu'à $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$.

La **courbe de fusion** donne la pression en fonction de la température lors de la fusion.

Pour faire fondre un corps solide, il faut fournir à ses molécules l'**enthalpie de fusion** ou **chaleur de fusion**.

La **chaleur latente de fusion** L_f , exprimée en J/kg, est l'énergie nécessaire pour faire fondre 1 kg d'un corps solide, à température constante. L_f est considérablement plus faible que la chaleur latente de vaporisation.

L_f se rapporte aussi à la quantité de matière : on exprime en J/mol la **chaleur molaire de fusion**.

L_f a, pour la glace, une valeur particulièrement élevée : $3,52 \times 10^5$ J/kg ou $6,30 \times 10^3$ J/mol. C'est important en particulier en ce qui concerne le climat : la glace joue le rôle d'un tampon contre les variations brusques de température en hiver.

La pente de la courbe de fusion est élevée, elle suit l'**équation de Clapeyron** :

$$L_f = T (V_L - V_S) dp/dT$$

avec

T : température de fusion ; dp/dT : pente de la courbe de fusion ; V_L : volume massique du liquide ; V_S : volume massique du solide.

En général, $V_S < V_L$ et dp/dT est donc positif : le point de fusion augmente avec la pression. Mais dans le cas de l'eau, la solidification s'accompagne d'une augmentation de volume, et la glace peut donc alors fondre sous la pression exercée.

Exemple : Au voisinage du point de congélation, les lames d'un patin à glace exercent une pression si grande que la glace fond et que le patineur glisse sur un film liquide, les forces de frottement étant ainsi réduites. Si la température de la glace est très basse, la pression ne suffit plus pour la faire fondre.

Quand la phase liquide d'un corps se transforme en phase solide, une certaine énergie est libérée : c'est la **chaleur de solidification**. La chaleur latente de solidification est égale à L_f .

Dans le **diagramme d'état** d'un corps (diagramme pression-température), les courbes de fusion et de vaporisation se coupent en un point, le **point triple**. En ce point, les phases solide, liquide et vapeur sont en équilibre.

Le point triple est relié à l'origine du diagramme d'état par la **courbe de sublimation**. C'est la courbe correspondant à l'équilibre entre l'état solide et l'état vapeur. Un corps se **sublime** quand il passe directement de l'état solide à l'état vapeur. Le processus inverse s'appelle la **condensation**.

Chaleur de sublimation = chaleur de fusion + chaleur de vaporisation.

Points triples

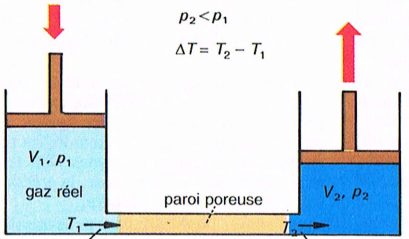
substance	température en K	pression en Pa
eau	273,16	609
CO ₂	217	$5,1 \times 10^5$
soufre :		
I	369	0,505
II	392	2,34
III	386	1,73
IV	427	$1,4 \times 10^8$

Loi de modération de Le Chatelier, d'après HENRY LE CHATELIER (1850-1936) :

Si l'on exerce une contrainte sur un système en équilibre, il réagit dans le sens qui tend à s'opposer à la modification voulue.

Application : L'augmentation de pression au voisinage du point de fusion de la glace conduit à une diminution de volume, c.-à-d. que la glace fond. Le système eau-glace échappe à la contrainte extérieure, la pression, en diminuant de volume.

Si on exerce au contraire une pression sur un corps dont la courbe de fusion a une pente positive, il ne peut pas fondre car, si tel était le cas, son volume augmenterait, ce qui augmenterait la contrainte.



le gaz est comprimé

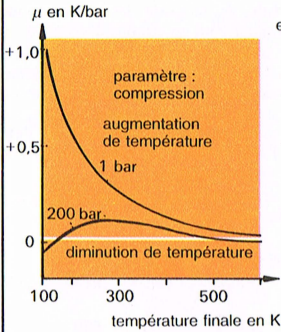
le gaz se détend

Effet Joule-Thomson

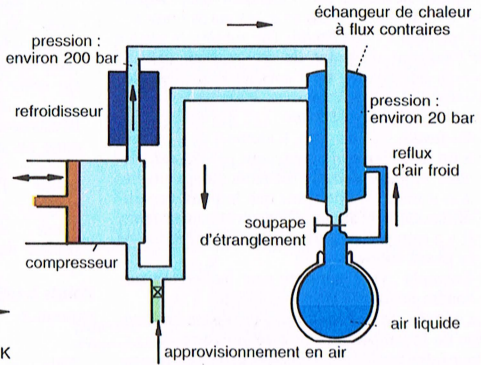
substance temp. d'inversion en K

hélium	34
hydrogène	220
deutérium	260
néon	300
azote	850
air	890
oxygène	1 000
argon	1 000
dioxyde de carbone	2 000
acétylène	2 100
ammoniac	2 700

Temp. d'inversion
sous une pression normale



Coefficient Joule-Thomson μ
pour l'air



Liquéfaction de l'air : méthode de Linde

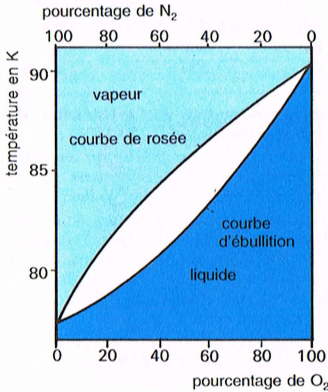


Diagramme d'ébullition de l'air

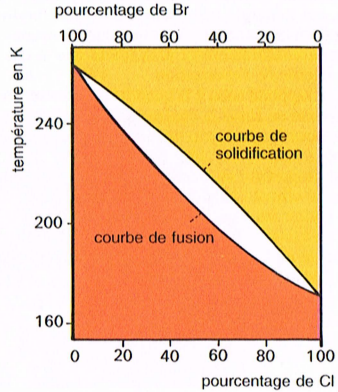


Diagramme de fusion d'un mélange Br/Cl

Dans un gaz réel, les molécules interagissent : lors d'une détente, même adiabatique et sans production de travail, elles s'éloignent les unes des autres. Elles dépensent donc du travail pour lutter contre les forces attractives, leur énergie cinétique diminue et la température aussi.

Au contraire, les molécules qui composent un gaz parfait n'exercent aucune force les unes sur les autres, et l'énergie interne du gaz ne dépend donc pas de son volume.

C'est sur cette base que repose l'**effet Joule-Thomson**, découvert en 1854 par JAMES JOULE (1818-1889) et WILLIAM THOMSON, futur LORD KELVIN (1824-1907) :

Dans une enceinte isolée thermiquement, un gaz occupe au départ le volume V_1 , sa température est T_1 et sa pression p_1 . On le contraint à traverser lentement une paroi poreuse pour occuper un volume V_2 où sa pression devient $p_2 < p_1$. On constate que la nouvelle température T_2 est en général légèrement inférieure à T_1 : il apparaît une différence $\Delta T = T_2 - T_1 < 0$.

Exemple : À température ambiante, pour une chute de pression de 10^5 Pa, l'air se refroidit de 0,25 K et le dioxyde de carbone de 0,75 K. Pour l'hydrogène, on observe par contre une augmentation de température.

Le signe de ΔT dépend d'une température dite **température d'inversion** T_i : l'expansion du gaz s'accompagne d'un réchauffement au-dessus de T_i , et d'un refroidissement au-dessous. On a

$$T_i \approx 6,75 T_c$$

avec

T_c : température critique (voir p. 61).

La valeur numérique 6,75 vient des constantes de l'équation de Van der Waals (voir p. 61) et de la constante universelle des gaz R .

On appelle **coefficient Joule-Thomson** μ la quantité, exprimée en K/ 10^5 Pa

$$\mu = \Delta T / \Delta p$$

avec

ΔT : variation de température ; Δp : variation de pression correspondante.

μ dépend de la température et non de Δp pour des variations de température pas trop importantes.

Au point de vue technique, l'utilisation répétée de l'effet Joule-Thomson a une application importante : la **liquéfaction des gaz**. D'après ce qui précède, la température initiale du gaz à liquéfier doit être inférieure à la température d'inversion ; il faut en particulier refroidir d'avance l'hydrogène et l'hélium.

Méthode de Linde, développée en 1895 par CARL VON LINDE (1842-1934) : l'air atmosphérique à liquéfier passe dans un compres-

seur qui le comprime à environ 200 bar. Dans la soupape d'étranglement, il se détend finalement à 20 bar environ et se refroidit alors d'environ 45 °C. L'air ainsi refroidi à -25 °C passe dans un échangeur de chaleur à flux contraires, puis est renvoyé dans le compresseur. Au bout de plusieurs cycles, la température dans la soupape d'étranglement devient inférieure au point d'ébullition de l'air : il se liquéfie alors et coule dans le réservoir.

Les grandes installations traitent jusqu'à 10^6 m³ à l'heure. Pour liquéfier 1 kg d'air, on a besoin d'environ 1 kWh.

On conserve les gaz liquides dans des *cryostats* ou *réipients Dewar* (voir fig. p. 122). Ce sont des réservoirs à double paroi, en métal ou en verre, ayant de faibles conductibilités thermique et convection thermique entre les parois (isolation thermique due à une basse pression), et un faible rayonnement thermique à cause de parois internes réfléchissantes (voir Transfert thermique p. 123).

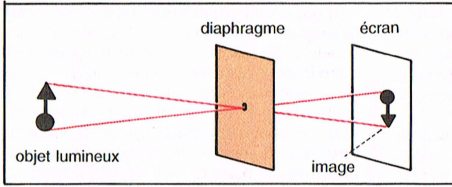
On sépare l'oxygène de l'azote par **fractionnement** de l'air liquide et on le fabrique ainsi dans l'industrie.

Selon sa composition, un mélange de O₂ et N₂ bout à des températures variables. Les points d'ébullition correspondant aux différentes proportions du mélange forment la **courbe d'ébullition**. Si l'on chauffe le mélange liquide, c'est le liquide à point d'ébullition le plus bas, donc l'azote, qui passe de préférence dans la phase vapeur. La **courbe de rosée** montre au contraire à quelle température le mélange se liquéfie. Ces deux courbes constituent le **diagramme d'ébullition**.

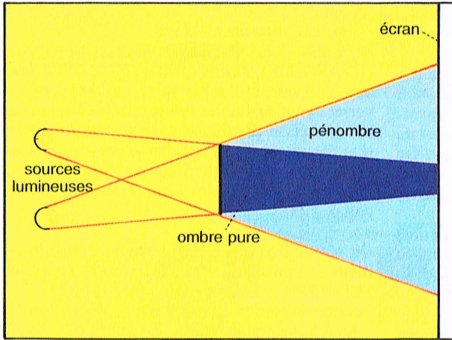
Par ex., si l'on chauffe un mélange liquide comprenant 40 % de N₂ et 60 % de O₂, il bout à -190 °C. La vapeur est composée de 70 % de N₂ et 30 % de O₂, elle s'est enrichie en N₂. On la prend, on la liquéfie et on la fait bouillir encore. Avec des fractionnements répétés, on peut séparer totalement les deux corps.

Le **diagramme de fusion** comprend les courbes analogues pour le passage de la phase solide à la phase liquide.

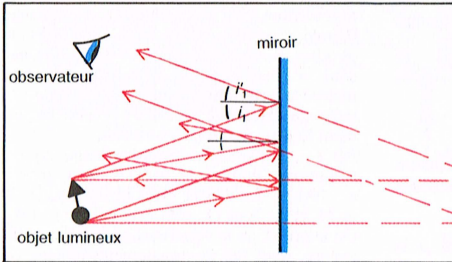
L'**hélium liquide**, isolé pour la première fois par HEIKE KAMERLINGH ONNES (1853-1926), est fabriqué en deux temps : refroidissement par de l'air liquide en dessous de la température d'inversion, puis processus de Linde jusqu'à 4,2 K. Si l'on pompe alors les vapeurs d'hélium au-dessus du liquide, la température baisse jusqu'à 0,84 K.



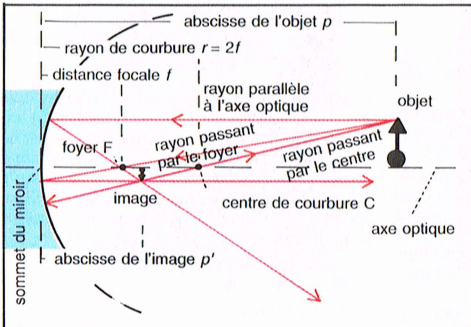
Principe de la chambre noire



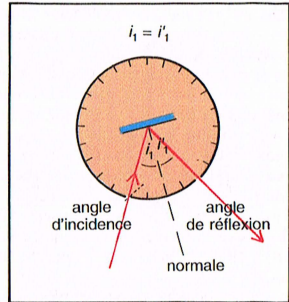
Propagation rectiligne de la lumière



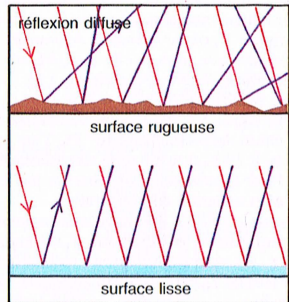
Miroir plan



Miroir sphérique concave (voir p. 141)



Loi de la réflexion



Réflexions

substance	ρ
oxyde de magnésium	0,98
neige	0,93
argent	0,88
porcelaine	0,76
or	0,75
aluminium	0,69
cuivre	0,63
chrome	0,62
acier	0,55
papier noir	0,05

Facteur de réflexion ρ

La **lumière** est un rayonnement électromagnétique auquel l'œil est sensible. En principe, elle se propage depuis son lieu d'émission en ligne droite et dans toutes les directions, sous forme d'ondes sphériques.

Les **faisceaux de rayons** sont des secteurs de l'onde sphérique, dont l'origine est au centre de la sphère et dont l'angle d'ouverture est fini.

Les **rayons lumineux** sont des faisceaux infiniment étroits.

Le **rayon central** coïncide avec l'axe de symétrie du faisceau, les **rayons de bord** le limitent.

Si des rayons lumineux rencontrent un obstacle, l'espace qui se trouve derrière est dans l'ombre. L'ombre est la projection de l'obstacle.

L'**optique géométrique** décrit le parcours des rayons lumineux en supposant que les dimensions des obstacles interposés sur le trajet de la lumière sont grandes par rapport à la longueur d'onde de celle-ci (donc $\gg 10^{-6}$ m). A cette condition, on peut ne pas tenir compte de la nature ondulatoire de la lumière.

Tant que cette condition est remplie, les lois de l'optique géométrique peuvent s'appliquer aussi bien au rayonnement électromagnétique invisible qu'aux autres rayonnements, comme le son.

Si la longueur d'onde est de l'ordre de la taille des objets qui interviennent, alors on doit appliquer les lois de l'**optique ondulatoire**.

L'optique géométrique est une des sciences les plus anciennes. A ses débuts, elle faisait partie de la magie : ainsi en Chine, chez les Taoïstes, on faisait disparaître des objets à l'aide de miroirs. Jusqu'au début du Moyen Âge, on pensait que les rayons lumineux étaient émis par l'œil auquel ils rapportaient l'image de l'objet. Pourtant, les théorèmes d'EUCLIDE (IV^e – III^e siècle av. J.-C.) sur l'optique, qui sont au nombre de 58, sont corrects, car le parcours des rayons peut être inversé en optique géométrique. Nous pourrions également reprendre intégralement ici certaines parties du traité de CLAUDE PTOLÉMÉE (II^e siècle ap. J.-C.). ARCHIMÈDE (287-212 av. J.-C.) utilisa les lois de l'optique géométrique, en tentant sans succès de défendre Syracuse en incendiant la flotte des Romains à l'aide d'un miroir concave. Des peintures chinoises datant de la dynastie Tang (618-907 ap. J.-C.) montrent déjà des élèves devant des miroirs concaves et convexes.

La **chambre noire** fonctionne parce que les rayons lumineux se propagent en ligne droite : l'objet éclairé ou lumineux se trouve devant un diaphragme. On voit sur un écran placé derrière une image renversée.

Si le diaphragme est trop grand, chaque point de l'objet émet un faisceau de rayons dont le diamètre est déterminé par le diaphragme, et l'image n'est pas nette. Si à l'inverse le diaphragme est

trop petit, la nature ondulatoire de la lumière intervient et la **diffraction** (voir p. 195) perturbe la netteté des contours de l'image.

Miroir plan

Un rayon lumineux qui rencontre une surface polie est réfléchi, c.-à-d. renvoyé en partie ou complètement selon la **loi de la réflexion de SNELL-DESCARTES**, d'après WILLEBROID SNELL VAN ROYEN (1580-1626) et RENÉ DESCARTES (1596-1650) :

Le rayon réfléchi se trouve dans le plan d'incidence (plan formé par la normale au point d'incidence et le rayon incident).

Si on appelle : i_1 l'angle d'incidence, c.-à-d. l'angle entre la normale à la surface du miroir et le rayon incident ; i'_1 l'angle de réflexion, formé par la normale avec le rayon réfléchi, on a :

$$i_1 = i'_1$$

L'image d'un objet se trouvant devant le miroir plan apparaît derrière le miroir, elle est droite et de mêmes dimensions que l'objet. C'est une **image virtuelle**, car on ne peut pas la recueillir sur un écran. On la construit en suivant le parcours des rayons issus de chaque point de l'objet et en appliquant la loi de la réflexion. Si les rayons issus d'un **point objet** se coupent, le point d'intersection est un point **image**. Mais avec un miroir plan, les rayons issus d'un point objet divergent, et ce sont leurs prolongements derrière le miroir qui se coupent. Le point d'intersection est donc un **point image virtuel**.

La fraction réfléchie du flux lumineux (voir p. 173) incident Φ_0 est donnée par le **facteur de réflexion** ρ :

$$\rho = \Phi_r / \Phi_0$$

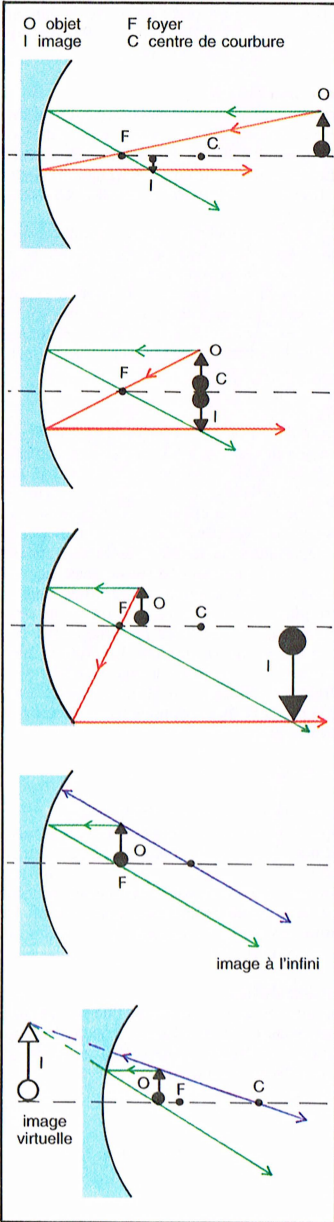
avec Φ_r : flux lumineux réfléchi.

ρ dépend du matériau composant la surface, de sa structure et de la longueur d'onde de la lumière.

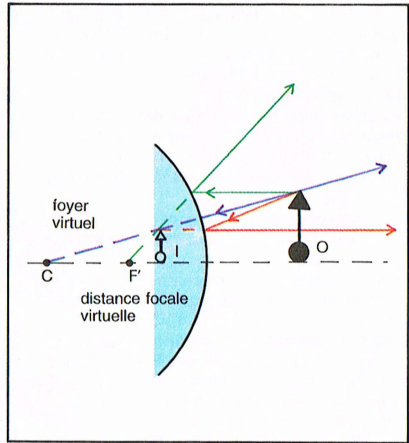
Exemple : un miroir argenté en surface réfléchit 88% de la lumière incidente, donc $\rho = 0,88$. Un miroir recouvert de mercure n'en réfléchit que 71 %, donc $\rho = 0,71$.

Réflexion diffuse

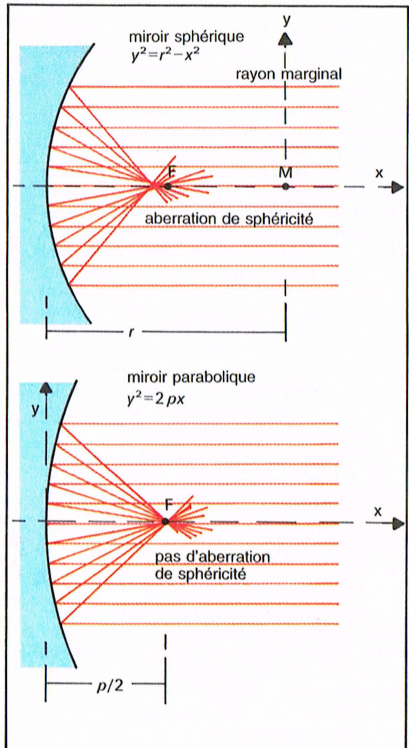
Si un faisceau de rayons frappe une surface irrégulière, chaque rayon est alors réfléchi dans une direction différente. En règle générale, il n'apparaît alors aucune image.



Construction formelle de l'image donnée par un miroir concave



Miroir convexe, miroir divergent



Aberrations de sphéricité

Miroir sphérique concave, miroir convergent

Un miroir sphérique concave est une calotte sphérique dont la surface interne est réfléchissante. L'axe optique est le rayon qui passe par le sommet de la calotte. Les rayons incidents proches de l'axe optique et parallèles à celui-ci se réfléchissent en convergeant en un point, le **foyer F**. La distance entre le sommet du miroir et le foyer, appelée **distance focale** f , est liée au rayon r du miroir par la relation :

$$f = r/2$$

L'**aberration de sphéricité** se manifeste avec des faisceaux de rayons étendus et parallèles à l'axe. Les rayons marginaux se coupent sur l'axe, entre le sommet et le foyer, d'où un manque de netteté de l'image. Si le diamètre du faisceau est petit par rapport à la distance focale, l'aberration de sphéricité est négligeable : on réalise cette condition (*approximation de Gauss*) en supprimant les rayons marginaux.

L'image d'un objet donnée par un miroir concave se construit point par point d'après la loi de la réflexion. On peut donc établir très simplement la **construction formelle de l'image** grâce au trajet d'au moins deux des trois rayons suivants (voir fig. p. 138) :

Un **rayon parallèle à l'axe** se réfléchit en passant par le foyer.

Un **rayon passant par le centre de courbure C** du miroir se réfléchit sur lui-même.

Un **rayon passant par le foyer** se réfléchit parallèlement à l'axe.

Ces trois rayons issus d'un même point objet se coupent au point correspondant de l'image. A partir du **point objet**, ils forment le **point image**.

Le type (virtuel, réel) et la position de l'image (devant ou derrière le foyer ou confondu avec celui-ci) dépendent de la position de l'objet par rapport à F.

Un point image est visible si les rayons lumineux qui en sont issus pénètrent dans l'œil de l'observateur.

Applications :

Dans un **miroir de rasage**, l'objet (le visage) se trouve entre le foyer et le sommet. L'image est virtuelle, agrandie, droite.

Au foyer d'un **phare de voiture** se trouve la source lumineuse. Le faisceau réfléchi, parallèle à l'axe, est canalisé par un volet de protection pour prendre la direction suivie par le véhicule.

Dans un **four solaire**, les rayons du soleil qui arrivent parallèlement à l'axe d'un grand miroir concave parabolique (voir ci-dessous) convergent au foyer, où on peut ainsi obtenir une température élevée.

Supposons réalisée l'approximation de Gauss. Connaissant la position de l'objet, on peut calculer celle de l'image :

En prenant l'origine au sommet du miroir, soit p l'abscisse de l'objet (positive si celui-ci est en avant de la partie réfléchissante du miroir) et p' celle de l'image (positive si l'image est réelle), on a alors la **formule de Descartes** :

$$1/p + 1/p' = 1/f \quad (f > 0)$$

ou

$$f = \frac{pp'}{p + p'} = r/2$$

Si on prend l'origine au foyer, les abscisses respectives de l'objet et de l'image étant appelées p_1 et p'_1 , on a la **formule de Newton** :

$$p_1 \times p'_1 = f^2$$

On appelle **grandissement** γ le rapport entre la grandeur de l'image et celle de l'objet :

$$\gamma = -f/p_1 = -p'_1/f$$

Si les rayons incidents ne sont pas parallèles à l'axe, les rayons réfléchis issus d'un point objet ne se coupent pas au même point, l'image n'est pas nette.

Miroir sphérique convexe, miroir divergent

Dans le cas d'un miroir convexe, c'est la surface externe d'une calotte sphérique qui est réfléchissante. On définit l'axe optique de ce miroir comme celui du miroir concave. Les rayons incidents proches de l'axe et parallèles à celui-ci sont réfléchis comme s'ils venaient d'un point situé de l'autre côté du sommet du miroir, c'est un **foyer virtuel**. La **distance focale virtuelle** est liée au rayon de courbure r par :

$$f' = -r/2$$

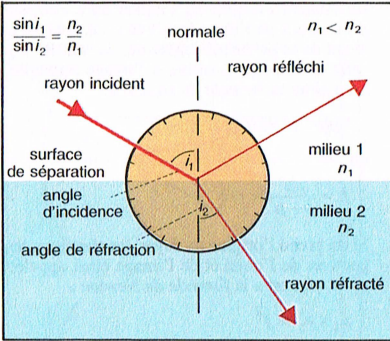
La **construction de l'image** se fait comme pour un miroir concave. Les rayons réfléchis passant par le foyer et le centre d'une part, et le rayon parallèle à l'axe d'autre part, divergent : leurs prolongements vers l'arrière se coupent en un point image virtuel. Il ne se forme que des images virtuelles et plus petites que l'objet, qui ne peuvent donc pas être captées sur un écran.

La position et la grandeur de l'image sont données par des formules analogues à celles du miroir concave.

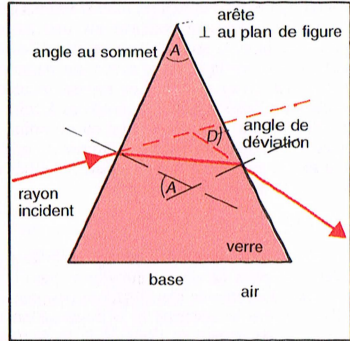
Application : le **retroviseur**. L'image, située derrière lui, est droite et réduite. Le champ est plus grand que celui d'un miroir plan.

Miroir parabolique

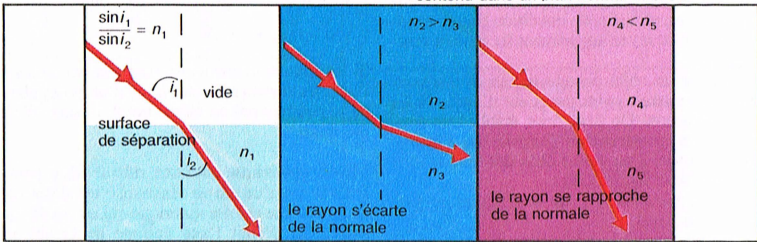
C'est un paraboloïde de révolution engendré par la rotation autour de l'axe des x de la parabole d'équation $y^2 = 2px$. Sa distance focale est $f = p/2$. Tous les rayons incidents parallèles à l'axe, quelle que soit leur distance à celui-ci, se réfléchissent en passant par le foyer. Il n'y a donc pas d'aberration de sphéricité (voir ci-dessus).



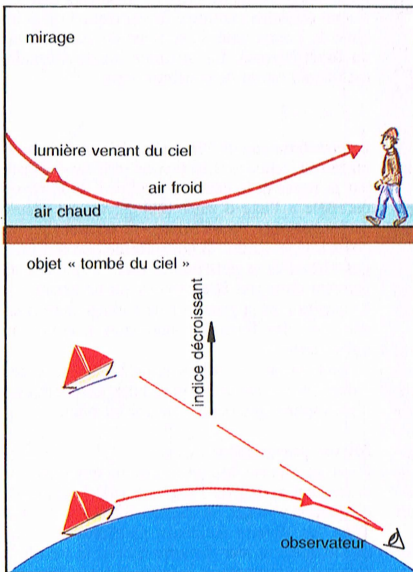
Loi de la réfraction



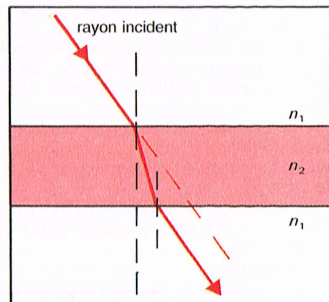
Trajet à travers un prisme droit d'un rayon contenu dans un plan normal à l'arête



Réfraction dans des milieux de différents indices



Réfraction continue dans l'atmosphère



Trajet d'un rayon à travers une lame à faces parallèles

substance	n
vide	1 (définition)
air (pression normale)	1,000 27
eau	1,333
alcool éthylique	1,361
verre de quartz	1,459
benzène	1,501
crown	1,510
flint	1,613
sulfure de carbone	1,628
diamant	2,417

Indices de réfraction à 20 °C pour $\lambda = 589 \text{ nm}$

La lumière qui frappe une surface n'est pas seulement réfléchi, elle pénètre aussi dans le second milieu en changeant de direction : c'est la **réfraction**.

La loi de la réfraction de Snell-Descartes a été établie pour une surface plane séparant le vide d'un milieu homogène et isotrope.

Le rayon incident, le rayon réfracté et la normale au point d'incidence sont coplanaires. Si i_1 est l'angle formé par la normale à la surface et le rayon incident (angle d'incidence) et i_2 l'angle de cette normale avec le rayon réfracté (angle de réfraction), on a :

$$\sin i_1 = n \sin i_2$$

n , l'**indice de réfraction**, est une grandeur sans dimension qui dépend du milieu et de la longueur d'onde de la lumière. Pour le vide, n est égal à 1.

Si la lumière passe d'un milieu 1 à un milieu 2, on a, avec des notations évidentes :

$$\sin i_1 / \sin i_2 = n_2 / n_1$$

Si $n_1 > n_2$, le milieu 1 est plus réfringent que le milieu 2.

En passant dans un milieu plus réfringent, le rayon lumineux se rapproche de la normale ; s'il passe dans un milieu moins réfringent, il s'en éloigne.

La réfraction est causée par un changement de la vitesse de la lumière c à la surface de séparation des deux milieux. La fréquence de la lumière reste constante, donc sa longueur d'onde varie. On a :

$$\sin i_1 / \sin i_2 = c_1 / c_2$$

Si c_1 est la vitesse de la lumière dans le vide, il s'ensuit : $n = c_1 / c_2$

Dans tous les milieux, la vitesse de la lumière est plus petite que dans le vide, donc $n \geq 1$.

Si la lumière passe de l'air dans l'eau, on voit les objets immergés plus près de la surface : on sous-estime la profondeur de l'eau.

La loi de la réfraction est aussi valable pour les ondes sonores. Par définition $n = 1$ pour l'air, et la vitesse du son dans la plupart des milieux est supérieure à celle du son dans l'air : les indices de réfraction sont en général < 1 .

Exemple : $n = 0,23$ pour les sons audibles à la surface de séparation air / eau.

Double réfraction : voir p. 201.

Lame à faces parallèles

Si la lumière traverse une lame de verre plane à faces parallèles, elle est réfractée deux fois. Dans le cas où les milieux extrêmes ont même indice, par symétrie le rayon émergent est parallèle au rayon incident correspondant, qui subit seulement un déplacement latéral proportionnel à l'épaisseur de la lame et au sinus de l'angle d'incidence. Si la lame, plongée dans l'air (ou le vide), est constituée d'un verre d'indice de réfraction n , le déplacement du rayon est proportionnel à $(1 - 1/n)$. Un objet vu de biais à travers une lame à faces parallèles semble décalé.

Prisme

La lumière qui pénètre dans un prisme droit est réfractée vers sa base. Soit un prisme d'angle au sommet A , baignant dans l'air et constitué d'un verre d'indice n . Nous supposons toujours que les rayons incidents sont contenus dans un plan normal à l'arête. L'angle de déviation D dépend de n , donc de λ . Avec une lumière monochromatique donnée, D prend une valeur minimale D_m lorsque les trajets des rayons incident et émergent sont symétriques. On applique alors la **formule de Fraunhofer**, établie par JOSEPH FRAUNHOFER (1787-1826) :

$$n = \sin((A + D_m)/2) / \sin(A/2)$$

Réfraction continue dans l'atmosphère

La lumière ne se propage en ligne droite que dans un milieu *homogène* ; dans l'atmosphère, milieu *hétérogène* constitué de couches horizontales d'air d'indices différents, la quantité $n \sin i$ se conserve pour chaque rayon lumineux qui est alors une *courbe de concavité tournée vers les zones de plus fort indice*. Selon le sens de variation de n , il s'ensuit l'un de ces deux phénomènes bien connus :

1. Mirage. En été, on a parfois l'impression de voir au loin sur une route goudronnée des flaques d'eau qui disparaissent quand on s'approche. L'explication est la suivante : la surface de la route est plus chaude que l'air qui la surmonte. La densité, donc l'indice de réfraction de l'air, augmente avec l'altitude. Les rayons lumineux, qui subissent une *réflexion totale* (voir p. 145), sont des courbes concaves vers le haut. L'observateur, dont l'œil reçoit ces rayons, a l'impression qu'ils ont été émis par des sources situées sur les tangentes au niveau de son œil : il croit donc voir sur la route une portion du ciel.

2. Objets « tombés du ciel ». La densité de l'air immobile au-dessus d'une surface horizontale comme la mer diminue avec l'altitude (voir p. 57). Le phénomène est l'inverse du précédent : un objet, comme un bateau, qui se trouve à l'horizon, apparaît bien au-dessus de la mer, comme « tombé du ciel ». On peut même voir des objets derrière l'horizon.

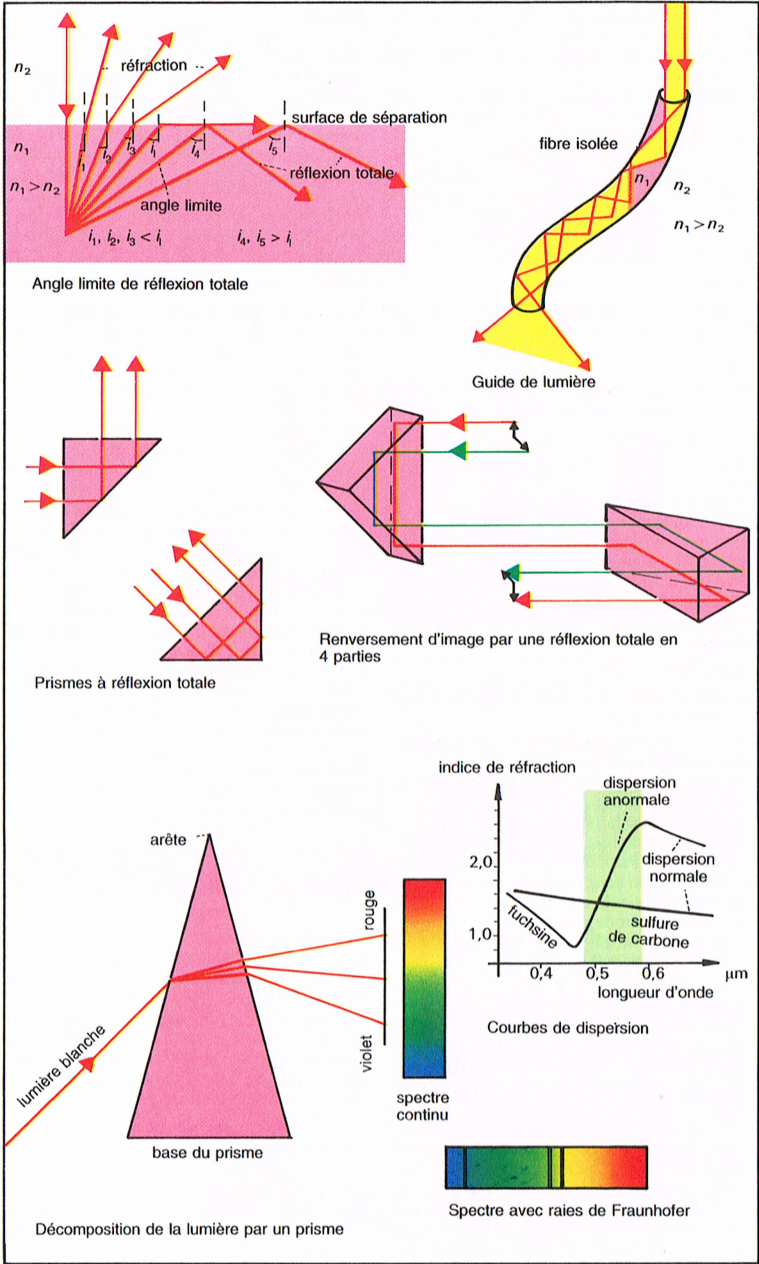
Principe de Fermat

Les lois de la réflexion et de la réfraction sont des applications d'un principe énoncé par PIERRE DE FERMAT (1601-1665) :

Supposons que la lumière se déplace d'un point A à un point B dans un milieu transparent isotrope d'indice n le long d'une courbe C . Soit ds un élément de longueur. On appelle *chemin optique* (AB) entre les points A et B le long de C , l'intégrale :

$$(AB) = \int_C n \, ds$$

Le trajet suivi par la lumière entre A et B est tel que (AB) soit un extremum. Il ne s'agit pas toujours d'un minimum, comme le croyait Fermat en son temps.



Réflexion totale

Quand un rayon lumineux passe d'un milieu d'indice n_1 à un milieu moins réfringent d'indice $n_2 < n_1$, il est réfracté à la surface de séparation selon la loi de la réfraction (voir p. 143) en s'écartant de la normale. Si l'angle d'incidence i_1 augmente constamment, il arrive un moment où l'angle de réfraction devient égal à 90° , c.-à-d. que le rayon lumineux rase la surface de séparation. Pour cet **angle limite** i_p , on a

$$\sin i_p = n_2/n_1$$

Pour $i_1 > i_p$, il se produit une **réflexion totale** : le rayon incident n'est plus réfracté, il est réfléchi.

Exemple : La lumière normale à l'une des faces de l'angle droit d'un prisme droit rectangle isocèle passe sans réfraction. L'angle d'incidence sur la face hypoténuse est alors de 45° , et, pour un indice de réfraction $n = 1,5$ (verre utilisé pour les lentilles), $i_p = 41^\circ$. La lumière ne peut donc pas traverser cette face, elle est totalement réfléchi et quitte le prisme par l'autre face de l'angle droit.

En fait, lors d'une réflexion totale, le rayon pénètre d'une longueur d'onde environ dans le second milieu.

Une application de la réflexion totale est le **réfractomètre** qui sert à mesurer les indices de réfraction n de milieux liquides en général : un rayon lumineux sort d'un verre très réfringent pour pénétrer dans le milieu étudié. On mesure i_1 et on en déduit n .

Autre application : un ensemble de deux prismes droits rectangles isocèles permet de dévier la lumière : le faisceau pénètre, normalement à la face hypoténuse, en haut du premier prisme dont l'arête est horizontale. Les deux faces de l'angle droit le réfléchissent totalement, et le haut et le bas sont interchangeables. Dans un deuxième prisme d'arête verticale, les côtés du faisceau sont échangés : ce qui était en arrière se retrouve devant et inversement. On utilise ce dispositif dans les instruments d'optique, pour en limiter l'encombrement et renverser les images.

Les **guides de lumière** sont de longues fibres faites d'un verre d'indice de réfraction n_1 bien plus élevé que celui de l'air, n_2 . Chaque rayon lumineux pénètre dans la fibre et atteint la paroi sous un grand angle d'incidence : il est donc totalement réfléchi, et ceci un grand nombre de fois (environ 20 000 fois par m), jusqu'à sa sortie de la fibre. Les fibres sont assemblées en câbles (environ 400 fibres par mm² de coupe transversale). Ces **fibres optiques** peuvent transmettre des images point par point. Les guides de lumière sont souples, ce qui permet des observations qui seraient impossibles autrement (endoscopie médicale). Dans la nature, les yeux à facettes des insectes reposent sur ce principe.

Dispersion

L'indice de réfraction n d'un corps dépend entre autres de la longueur d'onde λ , c'est la **dispersion**. Si l'on porte les valeurs de n en fonction de λ , on a la **courbe de dispersion** du corps. La dispersion intervient avec tous les rayonnements : son, ondes radio, lumière... Elle est faible dans ce dernier domaine pour la plupart des corps.

Si n diminue quand λ augmente, c.-à-d. si

$$dn/d\lambda < 0$$

on a une **dispersion normale**.

Si au contraire n augmente avec λ , donc

$$dn/d\lambda > 0$$

on a une **dispersion anormale**, phénomène relativement rare qui apparaît surtout dans les domaines d'absorption optique.

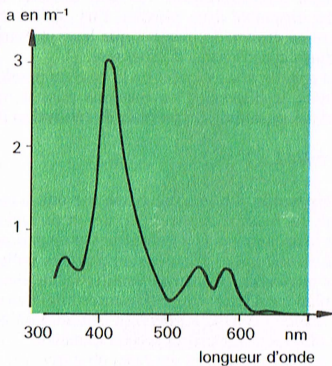
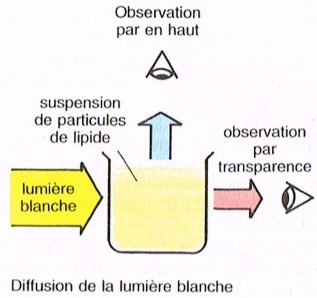
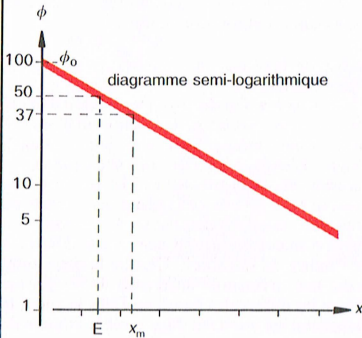
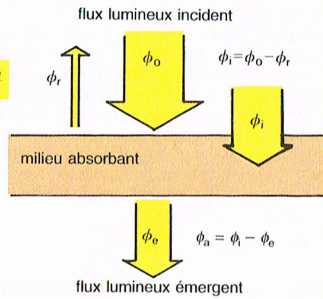
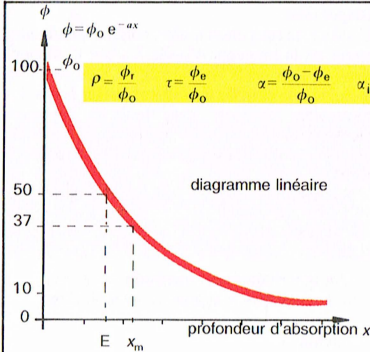
Un rayon lumineux qui tombe sur un prisme donne derrière celui-ci une bande continue colorée, le **spectre**. On distingue traditionnellement les **couleurs spectrales** (couleurs de l'arc-en-ciel) : violet, indigo, bleu, vert, jaune, orangé, rouge. L'explication de ce phénomène, la **décomposition spectrale**, est la suivante : la **lumière blanche** est composée d'une infinité de lumières monochromatiques. A chaque longueur d'onde correspond une valeur différente de l'indice de réfraction. Chaque lumière subit donc une réfraction différente, et le prisme sépare les différentes lumières. Dans le verre, la dispersion est normale, donc c'est la lumière de plus grande longueur d'onde, le rouge, qui est la moins déviée.

Prismes achromatiques. On peut associer et souder ensemble deux prismes, l'un en flint et l'autre en crown, de manière que leurs décompositions spectrales se compensent.

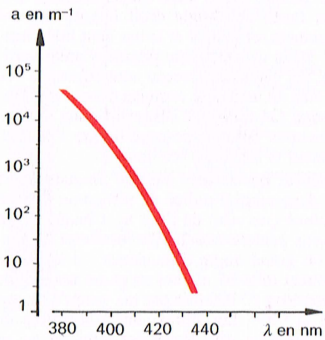
Si on appelle b la longueur de la base du prisme et $dn/d\lambda$ la dispersion du matériau dont il est constitué, on définit son **pouvoir de résolution** R

$$R = \lambda/\Delta\lambda = b \, dn/d\lambda$$

Spectroscope. La lumière passe par une fente placée au foyer d'une lentille : il sort de celle-ci un faisceau parallèle, qui tombe sur un prisme réglé au minimum de déviation pour les radiations moyennes. Une autre lentille forme dans son plan focal le spectre de la source lumineuse. S'il manque dans la lumière un certain nombre de radiations, les endroits correspondants restent sombres et on voit des raies obscures. Dans le spectre de la lumière solaire, ces raies s'appellent les **raies de Fraunhofer**. Si la lumière ne comprend que des longueurs d'onde discrètes, on voit dans les positions correspondantes des raies colorées, les **raies spectrales**.



Spectre d'absorption de la chlorophylle A



Coefficient d'absorption de AgCl en lumière bleue

Absorption et diffusion de la lumière 147

Quand de la lumière pénètre dans un milieu, celui-ci retient une partie du flux lumineux : c'est l'**absorption**.

La partie absorbée par le milieu est transformée en chaleur, énergie électrique ou énergie chimique. Soit x la profondeur de pénétration dans le milieu, Φ_0 le flux lumineux à la surface, donc pour $x = 0$, et Φ le flux lumineux après pénétration de x . PIERRE BOUGUER (1698-1758) puis JEAN-HENRI LAMBERT (1728-1777) ont formulé la **loi de l'absorption** qui porte leur nom :

$$\Phi = \Phi_0 e^{-ax}$$

où a est le **coefficient d'absorption**.

Raisonnement sur les différentielles : chaque couche d'épaisseur dx absorbe la même fraction du flux incident Φ .

$$d\Phi/\Phi = -a dx$$

Intégrons jusqu'à la couche d'épaisseur x :

$$\int d\Phi/\Phi = -\int a dx$$

On $\ln(\Phi/\Phi_0) = -ax$: on retrouve la loi d'absorption citée plus haut.

a s'exprime en m^{-1} . Il dépend de la longueur d'onde de la lumière et du milieu absorbant.

Si on étudie a en fonction de λ , on a le **spectre d'absorption** du milieu.

On appelle **densité optique DO** la quantité

$$DO = -\log_{10} \Phi/\Phi_0$$

Si Φ_a est le flux lumineux absorbé, on appelle **facteur d'absorption α** le rapport

$$\alpha = \Phi_a/\Phi_0$$

Le **facteur d'absorption pure α_i** inclut la réflexion sur la surface du milieu absorbant. Si ρ est le facteur de réflexion (voir p. 139) de cette surface, on a :

$$\alpha_i = \alpha + \rho$$

Si la réflexion est négligeable, $\alpha_i = \alpha$.

On définit de même le **facteur de transmission τ** d'un corps :

$$\tau = \Phi_e/\Phi_0$$

Φ_e est le flux émergent à la sortie du corps absorbant.

On a toujours, quel que soit le corps :

$$\rho + \tau + \alpha = 1$$

Le flux lumineux est divisé par e , c.-à-d. qu'il vaut environ 37 % de sa valeur initiale pour une épaisseur

$$x_m = 1/a$$

Exemple : Pour un cristal d'AgCl et une longueur d'onde $\lambda = 430$ nm, $x_m = 10$ cm. Dans le verre à 450 nm, $x_m = 20$ cm.

Le flux lumineux est réduit de moitié pour une épaisseur

$$E = 0,693/a = 0,693 x_m$$

E s'appelle l'épaisseur de demi-atténuation.

Absorption dans des solutions transparentes

Pour des solutions dont la concentration c n'est pas trop élevée, on a la **loi de Beer**, appelée ainsi d'après AUGUST BEER (1825-1863) :

$$\Phi = \Phi_0 \exp(-K_c cx)$$

avec

K_c : constante d'absorption molaire ; x : profondeur de pénétration.

Le produit $K_c c$ s'appelle **coefficient d'extinction** de la solution. Grâce à des dosages, on peut calculer c si on connaît K_c .

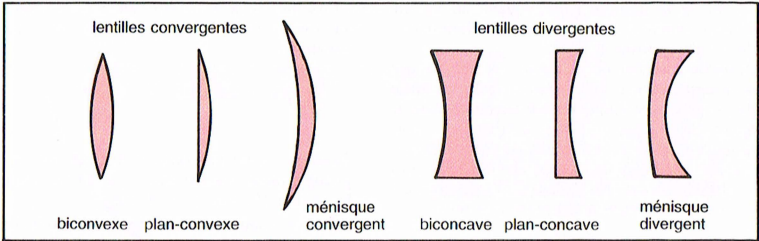
Diffusion de la lumière

La **diffusion** est le processus par lequel la lumière change de direction de propagation en traversant un milieu. La probabilité de diffusion croît énormément quand la longueur d'onde diminue : la diffusion de la lumière est proportionnelle à $1/\lambda^4$, tant que les dimensions de l'objet diffusant sont $\ll$ la longueur d'onde.

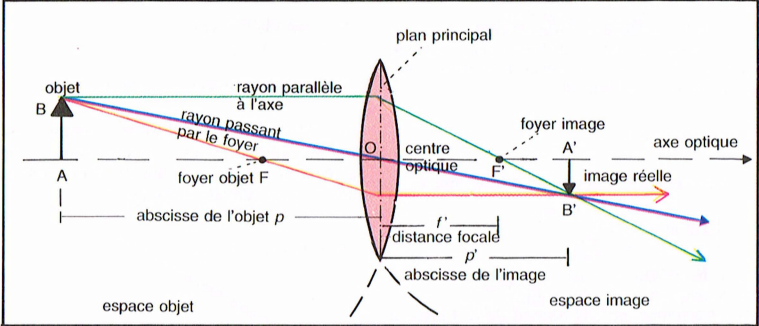
Exemples : Si la terre était dépourvue d'atmosphère, le ciel serait noir dans la journée comme la nuit. La lumière du soleil est diffusée dans toutes les directions par les molécules d'air. Ce sont les radiations de plus courte longueur d'onde (bleues) qui sont le plus diffusées, d'où la couleur du ciel.

Quand le soleil est à l'horizon, le trajet des rayons lumineux est plus long que quand il est haut dans le ciel : la lumière bleue est fortement diffusée en dehors de la ligne de vue, et le soleil nous paraît donc rouge.

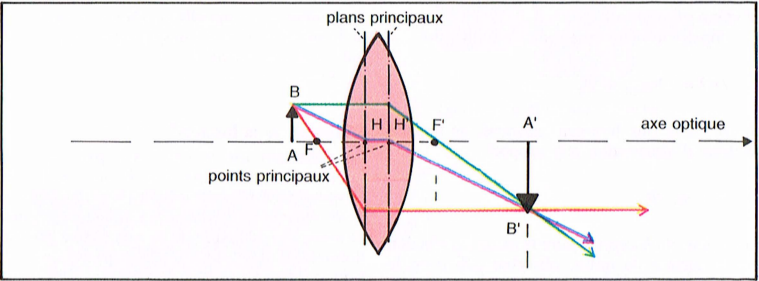
Des molécules de lipides en suspension dans l'eau diffusent la lumière : ainsi quelques gouttes de lait dans l'eau apparaissent rougeâtres par transparence et bleuâtres vues d'en haut.



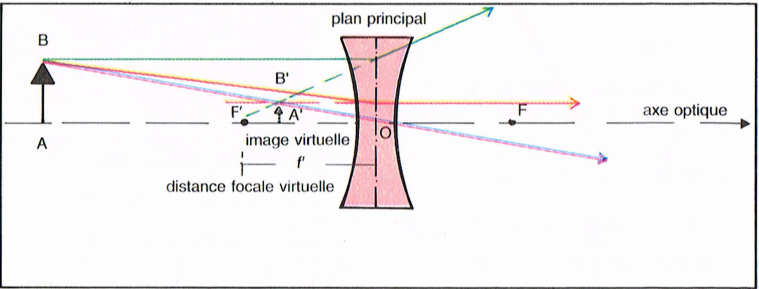
Lentilles



Lentille convergente mince



Lentille convergente épaisse



Lentille divergente mince (voir p. 151)

Un système centré est un système optique présentant une symétrie de révolution autour d'un axe, l'**axe optique**. Nous nous limiterons ici à l'étude des systèmes centrés dioptriques, qui ne comprennent pas de miroirs. Les plus simples sont les **dioptries sphériques**, constitués par la surface de séparation de deux milieux transparents.

Les **lentilles** sont composées de deux dioptries : ce sont des espaces transparents limités, au moins d'un côté, par une surface courbe, sphérique en général. Si l'une est plane, l'axe optique lui est perpendiculaire.

Les **lentilles convergentes** sont plus épaisses sur l'axe optique que sur les bords.

Les **lentilles divergentes** sont au contraire plus épaisses sur les bords que sur l'axe.

Nous supposons remplies les **conditions de Gauss** (voir p. 141) : les rayons lumineux forment un petit angle avec l'axe optique et coupent les dioptries au voisinage de leur sommet. Dans ces conditions, un système centré donne d'un point objet une image ponctuelle.

Dioptries sphériques

Considérons un dioptre sphérique séparant un milieu 1 d'indice n_1 d'un milieu 2 d'indice n_2 . Soit S son sommet (point de rencontre du dioptre avec l'axe optique), C son centre de courbure et r le rayon de courbure $\overline{SC}$ (positif pour les surfaces convexes, négatif pour les surfaces concaves). Dans les conditions de Gauss, il donne d'un objet AB perpendiculaire à l'axe, A étant sur l'axe, une image A'B'. Si on pose

$$\overline{SA} = p \text{ et } \overline{SA'} = p'$$

on a les **relations dites de conjugaison** :

$$n_1/p - n_2/p' = (n_1 - n_2)/r$$

Grandissement $\gamma = \overline{A'B'}/\overline{AB} = n_1/n_2 \times p'/p$

La lumière qui arrive sur le dioptre parallèlement à l'axe optique se rassemble au **foyer image** F'. Comme le sens de propagation des rayons peut être inversé, le dioptre a aussi un **foyer objet** F, situé de l'autre côté. Un faisceau lumineux issu d'un des foyers quitte le dioptre parallèlement à l'axe.

La **distance focale image** d'un dioptre, f' , mesurée en m dans le sens de la lumière incidente, est la mesure algébrique $\overline{SF}$. On définit de même la **distance focale objet**, $f = \overline{SF'}$. On a :

$$f' = n_2/(n_2 - n_1)r$$

$$f = n_1/(n_1 - n_2)r$$

La quantité

$$V = (n_2 - n_1)/r$$

s'appelle la **vergence** du dioptre. Elle s'exprime en dioptries δ si les distances sont mesurées en mètres : $1\delta = 1 \text{ m}^{-1}$. L'axe étant orienté dans le sens de la lumière, le dioptre est **convergent** si sa vergence est positive, **divergent** si elle est négative.

Exemples concernant l'œil (voir p. 163) :

La cornée transparente est la membrane qui sépare l'air de la chambre antérieure de l'œil ; nous négligeons son épaisseur et la considérons donc comme une surface. Son rayon de courbure est $r = 7,8 \text{ mm}$ et le liquide qui remplit la chambre a pour indice $n = 1,336$, ce qui donne pour la vergence :

$$V = (1,336 - 1,000 \text{ 3})/0,0078 = 43 \delta$$

L'œil réduit au repos est un dioptre sphérique de 6 mm de rayon, séparant l'air d'un milieu d'indice 1,336. La vergence est donc :

$$V = (1,336 - 1)/0,006 = 59 \delta$$

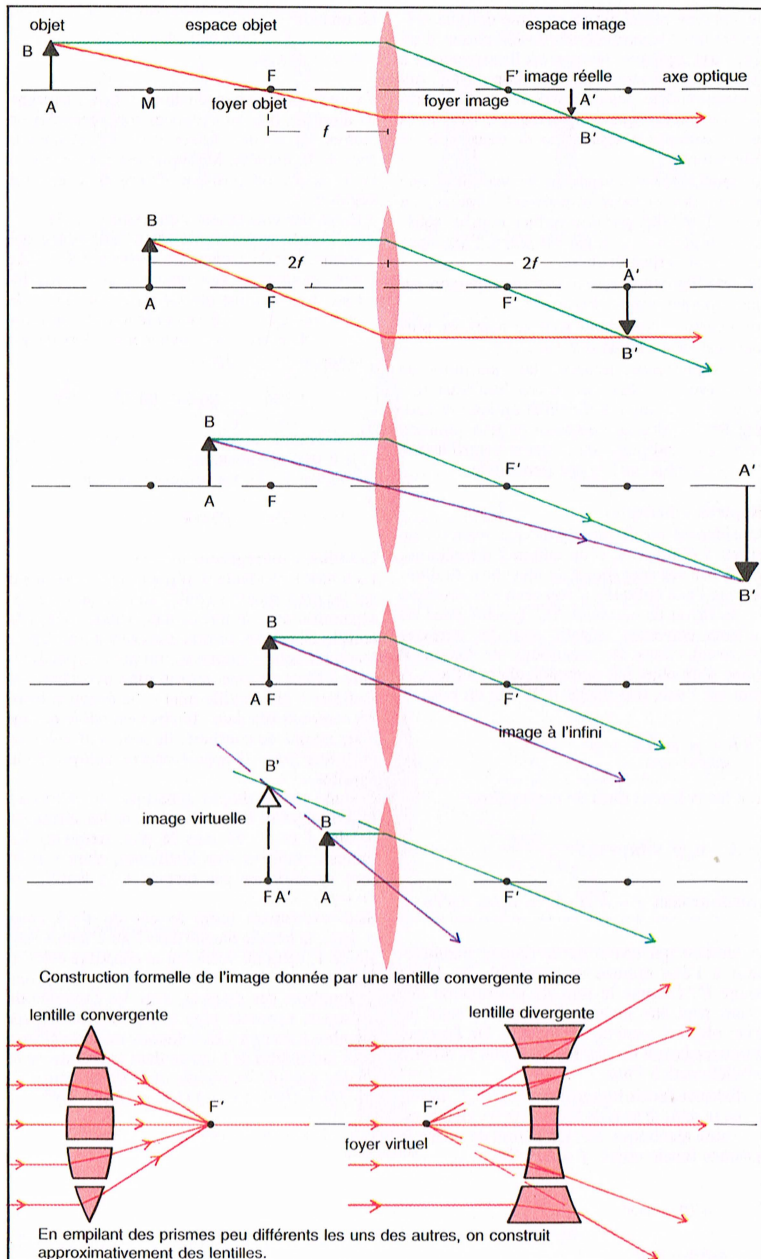
Lentilles convergentes minces

La lumière incidente se réfracte successivement sur les deux dioptries constituant ses surfaces de séparation avec le milieu dans lequel baigne la lentille. Si ces deux réfractions sont assimilables à une réfraction unique sur un plan perpendiculaire à l'axe optique, appelé **plan principal**, on a affaire à une lentille mince : la distance entre les sommets des deux dioptries est faible devant leurs rayons de courbure, ils sont confondus en un même point O appelé **centre optique** de la lentille.

Comme pour le dioptre sphérique, on définit les foyers objet et image F et F', et les distances focales f et f' . Si (cas le plus fréquent) les milieux extrêmes sont identiques, alors F et F' sont symétriques par rapport à la lentille, et $f = -f'$.

Sauf exceptions (dont le cas de l'œil, voir p. 163), la lentille baigne dans l'air d'indice voisin de 1, celui du verre qui la constitue étant n . Plaçons-nous dans ce cas. Soit r_1 et r_2 les rayons de courbure des dioptries, avec les conventions de signes exposées plus haut. En additionnant membre à membre les relations de conjugaison pour la position de l'image dans le premier et le second dioptre, on obtient celle de la lentille :

$$-1/p + 1/p' = (n - 1) (1/r_1 + 1/r_2) = 1/f'$$



Exemples :

Pour une lentille biconvexe, $r_1 > 0$, $r_2 < 0$, et

$$1/f' = (n-1) (1/r_1 + |1/r_2|)$$

la distance focale f' est positive.

Pour une lentille biconcave,
 $r_1 < 0$, $r_2 > 0$, et

$$1/f' = -(n-1) (|1/r_1| + 1/r_2)$$

f' est négative.

Le grossissement est :

$$\gamma = \overline{A'B'}/\overline{AB} = p'/p$$

Ces formules de conjugaison sont dites *formules de Descartes*, d'après RENÉ DESCARTES (1596-1650).

En prenant les origines aux foyers, soit

$$x = \overline{FA} = p - f$$

$$x' = \overline{F'A'} = p' - f'$$

on a les *formules de Newton*, d'après ISAAC NEWTON (1643-1727) :

$$xx' = ff'$$

$$\gamma = -fx = -x'/f'$$

La **vergence** d'une lentille de distance focale f' placée dans l'air (donc $f = -f'$) est :

$$V = 1/f'$$

La vergence ne change pas quand on retourne la lentille face pour face.

Lentilles convergentes épaisses (fig. p. 148)

On ne peut plus considérer comme confondus les sommets des deux dioptries. On associe à une lentille épaisse les *plans principaux* : deux plans perpendiculaires à l'axe optique qu'ils coupent en des points H et H' appelés *points principaux*. Ce sont deux plans conjugués tels que $\gamma = 1$. En prenant les origines aux points principaux, soit $p = \overline{HA}$ et $p' = \overline{H'A'}$, on trouve pour une lentille épaisse les mêmes formules de conjugaison que pour une lentille mince.

La **construction de l'image** donnée par une lentille convergente mince se fait comme avec un miroir sphérique (voir pp. 140-141). Elle fait intervenir au moins deux des trois rayons suivants :

Le trajet d'un *rayon parallèle à l'axe* peut se résumer à une réfraction dans le plan principal vers le foyer.

Un *rayon passant par le centre optique* poursuit son chemin sans être dévié.

Un *rayon passant par le foyer* sort de la lentille parallèlement à l'axe optique.

Si ces trois rayons proviennent d'un même point de l'objet, ils se coupent à la sortie de la lentille au point correspondant de l'image : à partir du point objet ils forment le point image. Le type et la position de l'image dépendent de la position de l'objet par rapport au foyer.

La construction de l'image donnée par une *lentille convergente épaisse* est analogue à la précédente, mais la réfraction se produit sur les deux plans principaux. Entre ceux-ci, le parcours des rayons est le même que dans une lame à faces parallèles (voir p. 143).

Lentilles divergentes

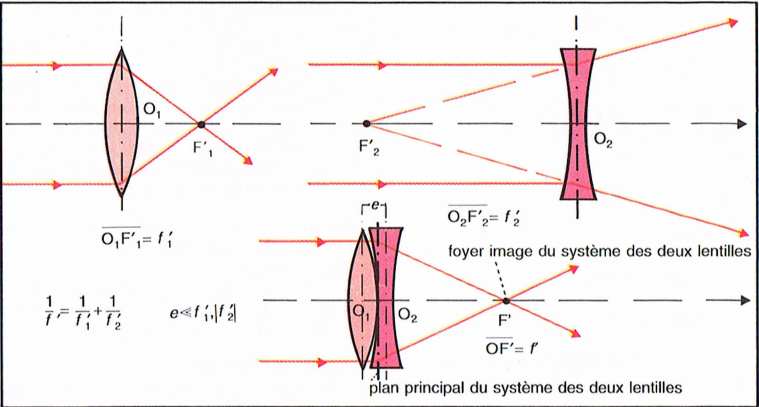
On distingue (voir p. 148) les lentilles divergentes biconcaves, plan-concaves et les ménisques divergents.

Tout ce qui a été dit plus haut à propos des lentilles convergentes peut être transposé pour les lentilles divergentes.

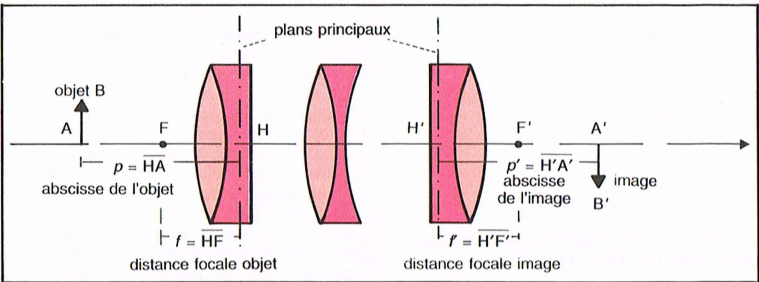
Un faisceau de lumière incidente parallèle à l'axe optique se réfracte sur le plan principal d'une lentille divergente mince, et quitte la lentille en semblant provenir d'un point situé en avant de la lentille, le **foyer virtuel** F'. Soit O le centre optique de la lentille ; on oriente l'axe optique dans le sens de la lumière incidente. La mesure algébrique $\overline{OF'}$, qui est négative, s'appelle la **distance focale virtuelle** f' : on peut évidemment appliquer les *relations de conjugaison* établies p. 149 pour une lentille convergente mince. La **vergence** d'une lentille divergente est bien entendu négative.

Ex. : un verre de lunette ayant une distance focale virtuelle $f' = -0,40$ m possède une vergence de $-2,5 \text{ m}^{-1}$ ou $-2,5 \delta$.

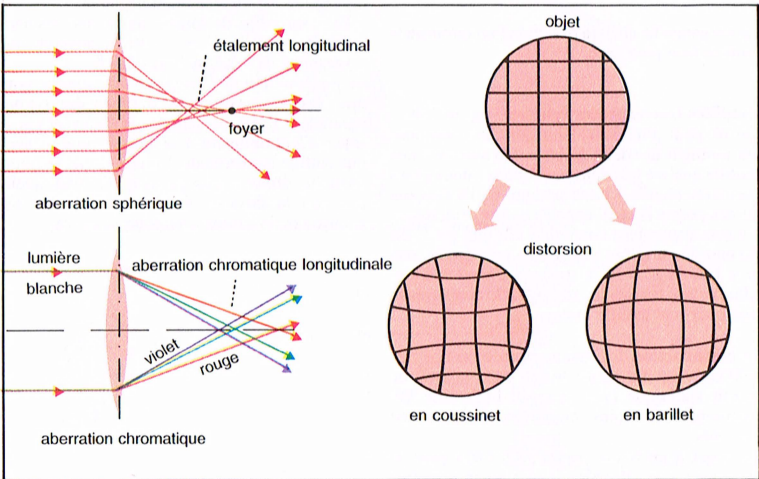
La **construction de l'image** se fait, comme pour une lentille convergente, à l'aide des rayons parallèle à l'axe, passant par le centre et par le foyer. Contrairement à ce qui se produit avec une lentille convergente, l'image est ici toujours virtuelle, droite et plus petite que l'objet, quelle que soit la distance de celui-ci à la lentille. L'abscisse de l'image est donc négative.



Système de deux lentilles minces accolées (achromat)



Système de plusieurs lentilles



Quelques aberrations

Soit deux systèmes centrés de révolution autour du même axe optique. Connaissant l'emplacement des foyers et des points principaux de chacun de ces deux systèmes, les indices de réfraction des milieux dans lesquels ils baignent et leurs positions respectives, des calculs relativement simples permettent de localiser les foyers et les points principaux du système équivalent et sa vergence.

Exemple : l'œil humain (voir p. 163) peut être assimilé (œil réduit) à deux systèmes centrés donnant une image réelle sur la rétine : un dioptré sphérique, l'ensemble de la face antérieure de la cornée et de l'humeur aqueuse ; une lentille convergente, le cristallin. On montre que l'ensemble équivaut à un dioptré sphérique dont on sait calculer le rayon.

Considérons le cas, le plus répandu, de l'association de deux lentilles minces baignant dans l'air, de distances focales images f'_1 et f'_2 . Les vergences correspondantes sont, rappelons-le :

$$D_1 = 1/f'_1$$

$$D_2 = 1/f'_2$$

La vergence d'une lentille convergente est positive, celle d'une lentille divergente est négative. On appelle O_1 et O_2 les centres optiques et on pose :

$$\overline{O_1 O_2} = e$$

On a alors la formule donnant la distance focale image f' de la lentille équivalente, ou sa vergence D :

$$1/f' = D = 1/f'_1 + 1/f'_2 - e/f'_1 f'_2$$

Si les lentilles sont accolées, c.-à-d. si

$$\begin{aligned} |e| &\ll |f'_1| \\ |e| &\ll |f'_2| \end{aligned}$$

alors on peut écrire l'égalité très simple suivante :

$$D = D_1 + D_2$$

Aberrations

L'image d'un point objet donnée par un système centré n'est un point (*stigmatisme*) que si les rayons lumineux issus de ce point sont proches de l'axe et peu inclinés sur celui-ci ; si ces conditions, les *conditions de Gauss* (voir pp. 141 et 149), ne sont pas réalisées, l'image n'est plus ponctuelle, des *aberrations géométriques*, indépendantes les unes des autres et ne pouvant être corrigées simultanément, font qu'elle est étirée et déformée. Nous citons ici les deux prin-

cipales aberrations géométriques, l'*aberration sphérique* ou *aberration de sphéricité*, et la *distorsion*. Une autre aberration, la *coma*, sera décrite à propos de la lunette astronomique (voir p. 161). Enfin, c'est à propos de l'objectif photographique (voir pp. 158-159) que seront détaillées deux autres aberrations, l'*astigmatisme* et la *courbure de champ*.

La dispersion du verre des lentilles conduit de plus à l'*aberration chromatique*.

Aberration sphérique

Parmi les rayons incidents parallèles à l'axe, seuls ceux qui en sont voisins se coupent exactement au foyer, ceux dont l'angle d'ouverture est fini coupent l'axe optique entre la lentille et le foyer. Cette aberration concerne aussi bien les lentilles divergentes que les lentilles convergentes et les miroirs sphériques (voir p. 141) dont elle tire son nom. L'image d'un objet ponctuel est une tache.

On corrige ce défaut en combinant une lentille convergente avec une lentille divergente. La correction n'est valable que pour une distance donnée de l'objet : pour les objectifs de jumelles, on choisit de le localiser à l'infini ; pour les objectifs de microscope (voir p. 157), il se situe juste en avant du foyer objet.

Distorsion

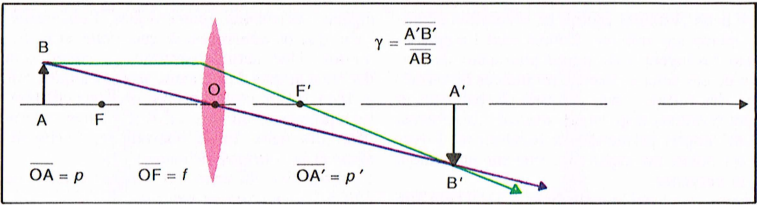
Le grandissement (voir p. 155) ne dépend pas seulement de l'abscisse de l'objet ; il varie aussi avec sa distance à l'axe optique. Cette aberration n'affecte pas le stigmatisme (l'image d'un point reste un point), mais l'image d'un quadrillage apparaît déformée : elle a la forme d'un coussinet ou d'un barillet.

La correction se fait avec des lentilles taillées de manière appropriée.

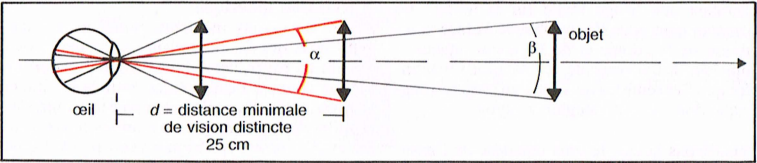
Aberration chromatique

L'indice de réfraction dépend de la longueur d'onde (voir Dispersion, p. 145), donc la distance focale d'une lentille en dépend aussi. Une lentille éclairée en lumière blanche présente donc une *aberration chromatique longitudinale* : la distance focale est plus courte pour les rayons bleus que pour les rayons rouges, un point donne une image irisée.

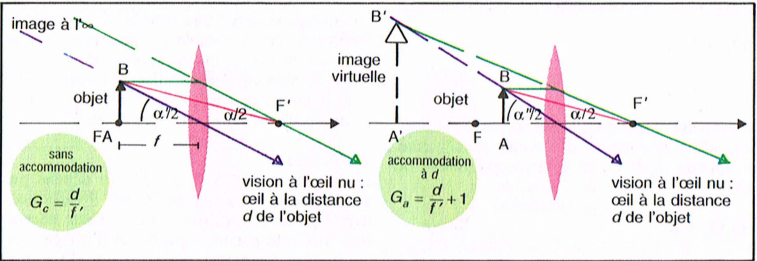
Correction : une lentille convergente et une lentille divergente présentent des dispersions en sens inverses : on réalise donc un *achromat* en accolant ces deux sortes de lentilles. Mais il faut les choisir de façon que la vergence de l'ensemble ne soit pas nulle ; de plus la correction n'est pas totale, elle ne concerne que des couples de radiations bien déterminés.



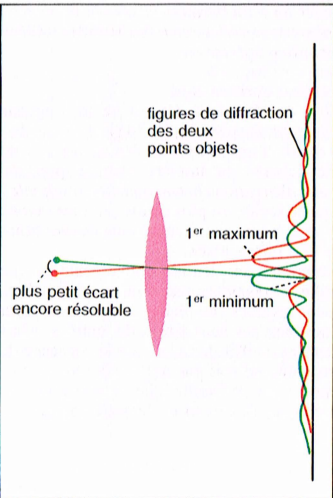
Grandissement γ



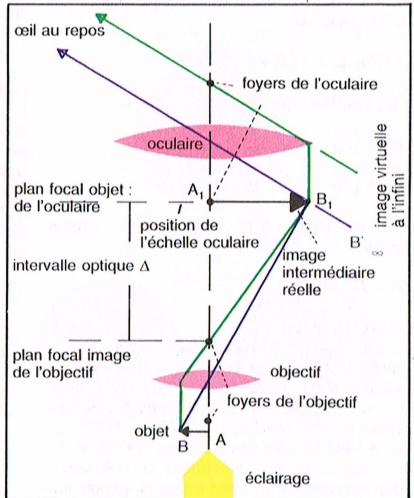
Diamètre apparent : l'objet est vu sous l'angle α quand il se trouve à la distance d de l'œil, et sous l'angle $\beta < \alpha$ quand sa distance est plus grande. A une distance $< d$ la vision est floue.



Loupe. Dans la vision à travers la loupe, l'œil est supposé confondu avec le centre de celle-ci



Critère de Rayleigh



Trajet des rayons dans le microscope (voir p. 157)

Un objet plus proche de l'œil que la *distance minimale de vision distincte* d (normalement 25 cm, voir p. 163) apparaît flou : on utilise donc des instruments d'optique, loupe et microscope, pour en augmenter le diamètre apparent (voir ci-dessous). On peut ainsi voir de très petits objets.

Soit A un point objet sur l'axe, A' son image, et B et B' les extrémités d'un objet perpendiculaire à l'axe et de l'image correspondante. Les grandeurs de l'objet et de l'image sont AB et A'B', et le **grandissement** est :

$$\gamma = \overline{A'B'} / \overline{AB}$$

On peut calculer γ d'après les formules de conjugaison citées p. 151.

Avec les instruments qui donnent une image virtuelle ou à l'infini, on utilise plutôt le **grossissement** G : cette nouvelle grandeur est définie à partir du **diamètre apparent** de l'objet, angle sous lequel on voit sa plus grande dimension, exprimé en radian (voir p. 31).

Soit α le diamètre apparent de l'objet vu à l'œil nu à la distance d (sauf pour la lunette et le télescope qui concernent des objets à l'infini, voir p. 161), et α' son diamètre apparent avec l'instrument d'optique. On a :

$$G = \tan \alpha' / \tan \alpha$$

Si α et α' sont assez petits, on peut confondre leurs valeurs en radian avec leurs tangentes, d'où :

$$G = \alpha' / \alpha$$

Pouvoir séparateur

Le grossissement est limité par la nature ondulatoire de la lumière, les aberrations des systèmes centrés et la structure de la rétine.

Le **pouvoir séparateur** d'un instrument d'optique est la plus petite distance de deux objets que l'on peut voir séparément. C'est une distance linéaire pour l'observation d'objets situés à distance finie (loupe, microscope), et une distance angulaire si l'objet observé est à l'infini (lunette, télescope).

L'image d'un point est une figure de diffraction (voir p. 195) constituée d'une tache circulaire de brillance maximale, entourée par des anneaux concentriques alternativement sombres et brillants, d'intensités décroissantes. Les figures de diffraction de deux points objets situés très près l'un de l'autre se recouvrent en partie ou complètement, ce qui permet une évaluation du pouvoir séparateur.

LORD RAYLEIGH (1842-1919) en donna une définition objective, le **critère de Rayleigh** : deux points objets apparaissent séparés si le maximum de la figure de diffraction de l'un coïncide

avec le premier minimum de la figure de diffraction de l'autre.

Si λ est la longueur d'onde de la lumière et D' le diamètre du conjugué du diaphragme d'ouverture dans l'espace image, on a :

$$\alpha' = 1,22 \lambda / D'$$

Dans les observations astronomiques, lorsqu'on veut par exemple séparer des étoiles doubles, on cherche à diminuer α' ; d'où un diamètre le plus grand possible pour l'objectif, ce qui présente en outre, pour la détection d'objets peu intenses, l'avantage d'augmenter le flux lumineux capté (voir p. 173).

Pouvoir séparateur photographique d'une plaque sensible à la lumière : deux points sont résolus s'ils donnent des noircissements différents dans des zones contiguës de cette plaque. Si on photographie un réseau, il est résolu quand on voit des traits alternativement clairs et foncés. Le pouvoir séparateur photographique dépend du grain de la plaque, mais aussi du contraste du réseau, de la longueur d'onde de la lumière utilisée et de la technique du développement. On peut résoudre jusqu'à 1 000 lignes par mm.

Loupe

Pour voir les détails de petits objets, on utilise une lentille convergente dont la distance focale image f' vaut quelques centimètres, et on place l'œil juste derrière la lentille.

Si l'objet est placé au foyer, l'image est à l'infini et l'œil n'a pas à accommoder.

Soit un objet AB perpendiculaire à l'axe. Le diamètre apparent de l'objet vu à l'œil nu à la distance d est :

$$\alpha = AB/d$$

Avec la loupe, le diamètre apparent devient :

$$\alpha' = AB/f'$$

D'où le grossissement, appelé *grossissement commercial*

$$G_c = (AB/f') / (AB/d) = d/f'$$

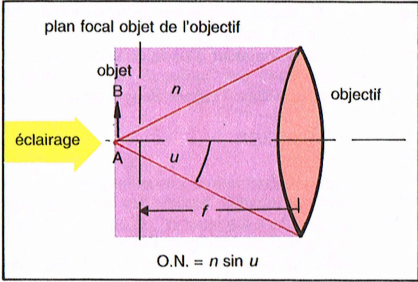
On définit la *puissance* de la loupe, P , par

$$P = \alpha' / AB = 1/f'$$

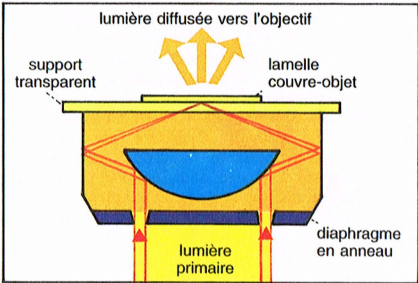
Si f' est en mètre, P est en dioptrie, d'où :

$$G_c = 0,25 P = P / 4$$

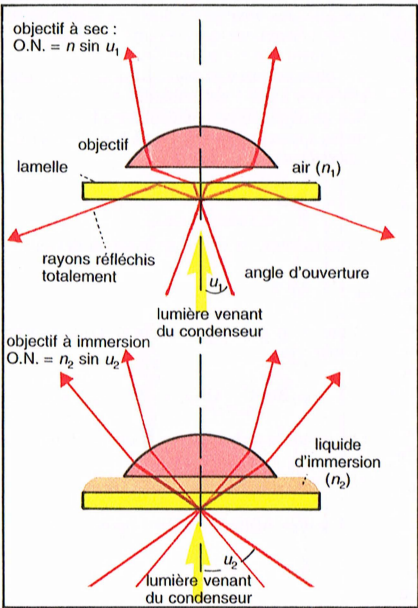
Le grossissement commercial peut aller jusqu'à 25.



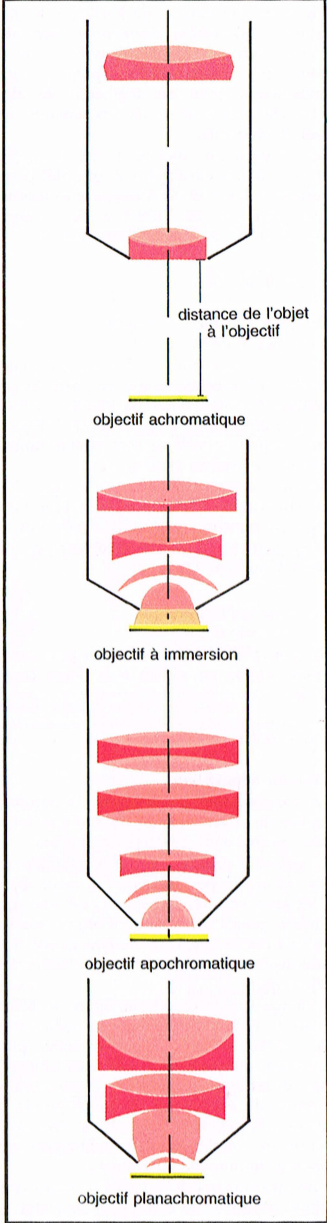
Ouverture numérique



Condenseur à fond noir



Objectif à sec et à immersion



Objectifs de microscope

Supposons maintenant (voir p. 154) que l'œil accommode de telle sorte que l'image, virtuelle, se trouve à une distance égale à d . L'objet est alors entre le foyer objet et la lentille ; α ne change pas, et α' est remplacé par l'angle :

$$\alpha'' = A'B'/|p'| = AB/|p| = AB/(-p) \\ = AB(-1/p' + 1/f')$$

p et p' sont les abscisses de l'objet et de l'image, liées par la formule de conjugaison de DESCARTES (voir p. 149). On a :

$$-p' = d$$

D'où le nouveau grossissement :

$$G_a = d(1/d + 1/f') = 1 + d/f'$$

Microscope

Le microscope agrandit un objet en deux étapes. L'image finale est virtuelle, et seul le grossissement intervient.

L'objet à observer, AB, se trouve un peu en arrière du foyer objet d'une première lentille (ou d'un système de lentilles) tournée vers l'objet, l'**objectif**, convergent et de très courte distance focale f'_1 (jusqu'à 1 mm), qui en donne une image intermédiaire A_1B_1 réelle, renversée et agrandie ; on observe cette image comme avec une loupe, grâce à une seconde lentille (ou à un système de lentilles) tournée vers l'œil, l'**oculaire**, convergent, d'une distance focale f'_2 de quelques centimètres. L'image intermédiaire se trouve dans le plan focal de l'oculaire, et l'image définitive A'B' est à l'infini, virtuelle et renversée (voir p. 154).

Grossissement commercial G'_c du microscope

$$G'_c = \frac{A_1B_1}{f'_2} / \frac{AB}{d} = \frac{A_1B_1}{AB} \times \frac{d}{f'_2}$$

Le premier facteur est la valeur absolue du grossissement de l'objectif, $|\gamma_1|$. Le second est le grossissement commercial de l'oculaire, G_{2c} :

$$G'_c = |\gamma_1| G_{2c}$$

Les valeurs de $|\gamma_1|$ et de G_{2c} sont gravées dans les montures des lentilles.

Si on introduit la longueur du tube du microscope, égale à l'intervalle optique Δ , distance entre le plan focal image de l'objectif et le plan focal objet de l'oculaire, on a :

$$|\gamma_1| = \Delta/f'_1$$

$$G_{2c} = d/f'_2, \text{ d'où}$$

$$G'_c = \Delta d / f'_1 f'_2$$

Le grossissement commercial des microscopes usuels est compris entre 20 et 1 600.

Structure du microscope

Les principales composantes du microscope sont l'objectif, l'oculaire et l'installation de l'éclairage.

L'**objectif** est un système complexe comprenant jusqu'à 10 lentilles. Dans le plan de l'image intermédiaire, on introduit souvent une plaque de verre graduée, l'échelle oculaire, qui permet de mesurer l'objet.

Soit n l'indice de réfraction du milieu compris entre l'objet et l'objectif et u le demi-angle sous lequel est vu l'objectif depuis le point A. On définit l'**ouverture numérique** O.N. par :

$$\text{O.N.} = n \sin u$$

Dans la technique de l'**objectif à immersion**, l'espace entre l'objectif et l'objet est rempli par un liquide de n élevé, comme l'huile de cèdre : ainsi la réflexion totale sur la première lentille de l'objectif est diminuée, O.N. augmente et le pouvoir séparateur est amélioré (voir ci-dessous).

L'**oculaire** comprend en général deux lentilles. La plus proche de l'image intermédiaire, le *verre de champ*, renvoie vers l'axe les rayons venant de l'objectif. L'autre lentille, la plus convergente, le *verre de l'œil*, est la véritable loupe. Un des oculaires les plus employés est celui de HUYGENS (1629-1695), qui est bien corrigé des aberrations sphérique et chromatique.

L'**installation de l'éclairage** est faite de telle sorte que l'objet soit le mieux éclairé possible.

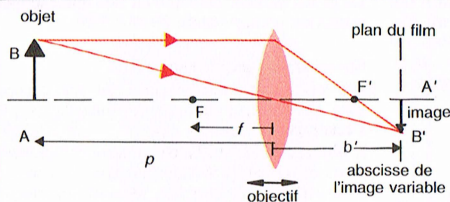
Si la préparation est transparente, on la colore pour augmenter le contraste, et on l'observe par transparence en l'éclairant par-dessous à l'aide d'un système appelé *condenseur*.

Si maintenant l'objet à observer est opaque, il est éclairé par-dessus et observé par réflexion. Dans la technique du *microscope à fond noir*, l'objet transparent est éclairé de telle sorte que seuls pénètrent dans l'objectif les rayons diffusés par les détails de la préparation, qui apparaissent clairs sur un fond sombre.

Le **pouvoir séparateur** (voir p. 155) du microscope, S , exprimé en m, a été calculé par ERNST ABBE (1840-1905) : si on appelle λ_0 la longueur d'onde dans le vide de la lumière utilisée, on a :

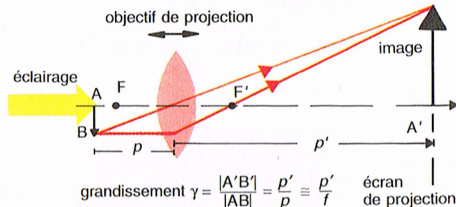
$$s = 0,61 \lambda_0 / \text{O.N.}$$

Comme O.N. est au mieux de l'ordre de 1, s est au mieux de l'ordre de la demi-longueur d'onde.

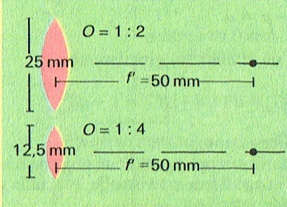
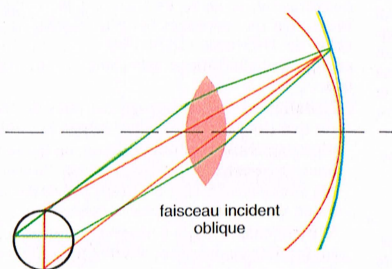


Trajet des rayons dans un appareil photo (schéma)

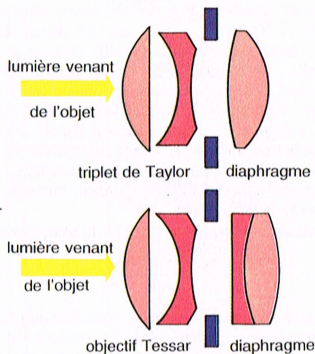
O	N	clarté relative
1 : 1,4	1,4	1
1 : 2	2	1/2
1 : 2,8	2,8	1/4
1 : 4	4	1/8
1 : 5,6	5,6	1/16
1 : 8	8	1/32
1 : 11	11	1/64
1 : 16	16	1/128
1 : 22	22	1/256



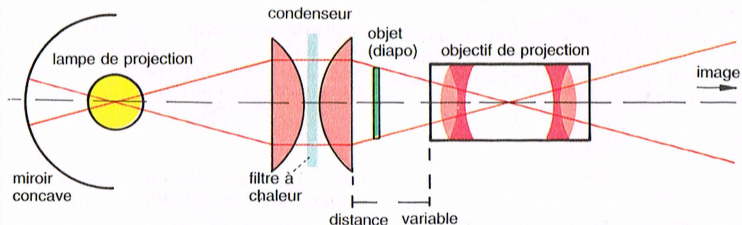
Trajet des rayons dans un projecteur (schéma)


Ouverture relative O et nombre d'ouverture N


Astigmatisme et courbure de champ



Objectifs photographiques



Coupe dans un projecteur de diapositives

L'**appareil photo** donne d'un objet une image réelle, renversée et réduite, qui peut être reproduite ou stockée.

La *camera obscura*, chambre noire sans lentille (voir pp. 138-139), est déjà mentionnée aux environs de l'an 1000 par AL-HAITHAM. En 1568, DANIELE BARRARO décrit le premier appareil à lentille qui donne une image réelle d'un objet.

C'est grâce à la réalisation de couches sensibles à la lumière, au milieu du XIX^e siècle, que fut mis au point le premier appareil photo.

L'**objectif** de l'appareil photo est une lentille convergente (ou un système de lentilles). Il reproduit l'objet dans le plan image : là, cette image est stockée (film photo, élément d'enregistrement électronique). L'objet se trouve au-delà du double de la distance focale objet de l'objectif, f . L'image apparaît de l'autre côté de l'objectif, à une distance de celui-ci comprise entre $f' = -f$ et $2f'$. La *mise au point* se fait en déplaçant l'objectif pour que l'image, dont la position dépend de celle de l'objet, se forme toujours dans le même plan. La taille de l'image est donnée par le **grandissement** γ (voir p. 151) ; si on fixe la position de l'objet ou de l'image, elle dépend de f' .

La distance focale vaut 50 mm pour un objectif standard, de 100 à 500 mm pour un téléobjectif, et moins de 50 mm pour un objectif « grand angulaire ».

On appelle **zoom** un objectif de distance focale variable par déplacements relatifs de lentilles (ou de groupes de lentilles).

Si on appelle D le diamètre du diaphragme d'ouverture de l'objectif et f' sa distance focale image, on définit l'**ouverture relative** O par

$$O = D/f'$$

On appelle **nombre d'ouverture** N l'inverse de O :

$$N = f'/D$$

Le faisceau lumineux incident est limité par la *pupille d'entrée*, bornée par le diaphragme d'ouverture. Le flux lumineux est proportionnel à l'aire de la pupille d'entrée, donc à D^2 .

Les nombres d'ouverture indiqués sur un objectif photographique forment une progression géométrique de raison approximative $\sqrt{2}$ entre 1 et 22 : quand on passe d'une valeur de N à la suivante, le flux lumineux reçu est divisé par 2.

La quantité de lumière (voir p. 173) reçue par l'image est égale au produit du flux lumineux par le *temps de pose*. Celui-ci est indiqué.

Les faisceaux de lumière qui arrivent sur un objectif photographique sont obliques, d'où des aberrations géométriques (voir p. 153), courbure de champ et astigmatisme : on corrige cette

dernière en associant plusieurs lentilles (*anastigmatiques*).

D'autre part on corrige l'aberration chromatique avec un *achromate*, combinaison de deux lentilles, une convergente et une divergente de vergence moitié de celle de la précédente en valeur absolue, mais de dispersion double.

Le **champ angulaire** de l'objectif, région de l'espace où se situent les objets dont il peut donner une image, est délimité par les rayons passant par son centre optique et les bords de la pellicule. Il vaut 4,5° pour les objectifs normaux et jusqu'à 110° pour les objectifs grand angulaire.

Projecteur

Le **projecteur** donne d'un objet une image réelle, inversée et agrandie sur un écran de projection. La lumière traverse l'objet à projeter (*projecteur de diapositives*) ou éclaire seulement sa surface par en haut (*épiscopes*). Les projecteurs offrant les deux possibilités s'appellent des *épidiastopes*.

La distance de l'objet à l'objectif de projection est un peu plus grande que la distance focale f . La mise au point se fait en déplaçant l'objet ou l'objectif.

La taille de l'image sur l'écran dépend du **grandissement** γ :

Soit p et p' les abscisses de l'objet et de l'image :

$$\gamma = A'B'/AB = p'/p$$

L'objet est à peu près dans le plan focal objet, donc :

$$p \approx f$$

D'où :

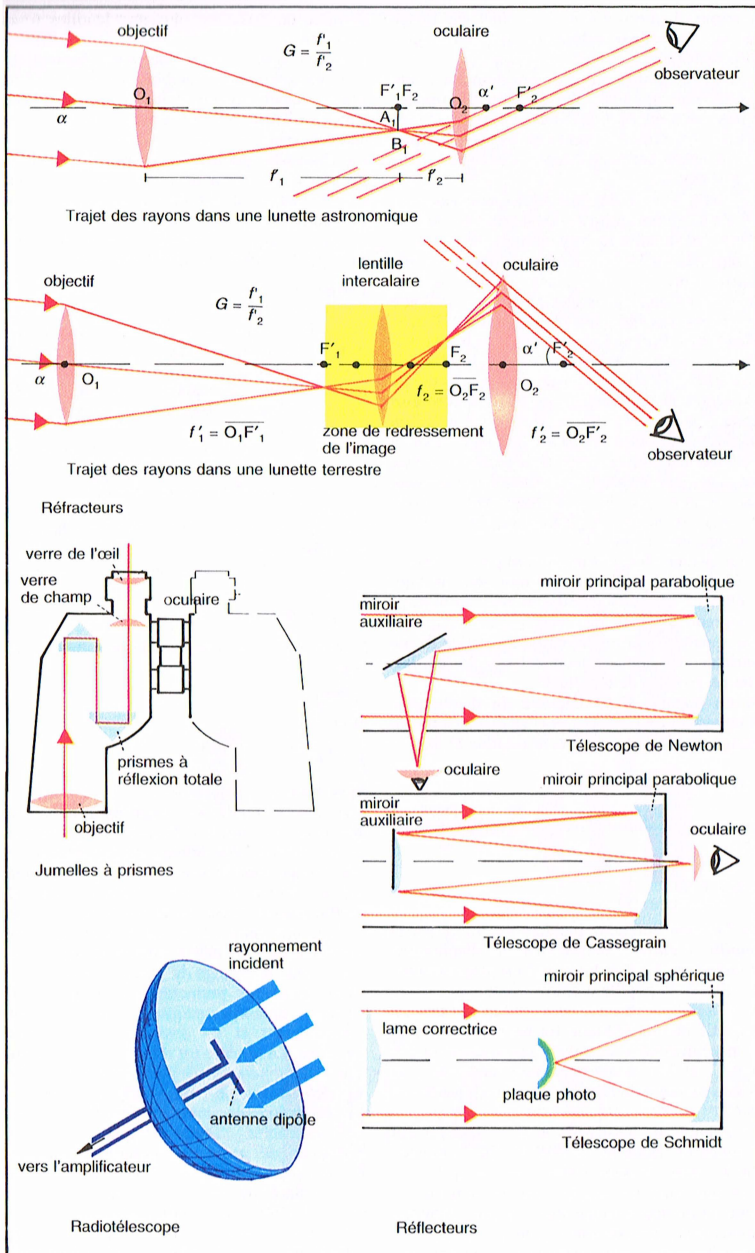
$$\gamma \approx p'/f$$

Structure du projecteur

Une *source lumineuse* émet dans toutes les directions de la lumière, focalisée au centre d'un *miroir concave*. La plupart des rayons issus de cette image sont interceptés par un *condenseur* qui en forme une autre dans le plan du diaphragme de l'*objectif de projection* : l'objet, par ex. une diapositive, est éclairé régulièrement. Un filtre à chaleur, interposé sur le trajet des rayons, le protège du rayonnement.

Les *épiscopes* permettent la projection de l'image de corps opaques. L'objet est éclairé directement et de dessus par une source intense. La lumière est réfléchiée par la surface de l'objet, puis déviée par un miroir plan. Les pertes d'énergie, dues en particulier à l'absorption de lumière par l'objet, sont considérables : l'image est donc peu intense.

L'*objectif de projection* comprend plusieurs lentilles pour être corrigé des aberrations et peut être déplacé par rapport à l'objet. Avec les objectifs à zoom, on peut modifier le grandissement, donc la grandeur de l'image, en laissant celle-ci fixe.



La **lunette** et le **télescope** sont des instruments destinés à l'observation d'objets éloignés, qui permettent de les voir sous un angle plus grand qu'à l'œil nu. Le premier modèle de lunette fut vraisemblablement inventé en 1608 par JAN LIPPERSHEY.

On peut penser qu'elle était déjà connue en Espagne depuis quelques siècles, mais que le secret fut gardé à cause de son intérêt extraordinaire pour la navigation.

L'**objectif**, tourné vers l'objet, a une grande distance focale f'_1 ; à partir d'un objet à l'infini vu sous l'angle α , il forme dans son plan focal image une image réelle inversée A_1B_1 . On a : $\alpha = A_1B_1/f'_1$.

L'**oculaire**, placé devant l'œil, a une distance focale f'_2 de quelques cm et joue le rôle d'une loupe. L'œil voit à l'infini une image sous l'angle $\alpha' = A_1B_1/f'_2$. Grossissement :

$$G = (A_1B_1/f'_2) / (A_1B_1/f'_1) = f'_1/f'_2$$

Le **pouvoir séparateur** ε de l'instrument est le plus petit angle entre deux étoiles qui peuvent encore être vues séparément, dans les conditions d'observation optimales. Si λ est la longueur d'onde de la lumière et D le diamètre de l'objectif, on a :

$$\varepsilon = 1,22 \lambda / D$$

Dans cette formule (voir p. 155), ε est exprimé en radian. Si on l'exprime en seconde d'arc et D en millimètre, on a, en prenant $\lambda = 500 \text{ nm}$:

$$\varepsilon = 120 / D$$

Les **lunettes** ou **instruments réfracteurs** ont pour objectif une lentille de grande distance focale. L'oculaire est en général composé, ce qui augmente le champ de l'image. A cause des propriétés du verre, le diamètre maximal de l'objectif est de 1 m environ, donc le pouvoir séparateur supérieur à 0,1". On corrige les aberrations en combinant des lentilles.

GALILÉE (1564-1642) conçut et construisit en 1609 la **lunette de Galilée** ou **lunette hollandaise** : elle comprend un objectif convergent, qui forme dans son plan focal image une image intermédiaire de l'objet à l'infini ; cette image se trouve au foyer objet de l'oculaire, lentille divergente : c'est un objet virtuel, et l'image définitive est virtuelle et droite. La longueur de cette lunette est relativement courte, mais son champ de vision est petit. Elle n'est plus utilisée que pour des jumelles de théâtre.

JOHANNES KEPLER (1571-1630) décrit en 1611 la **lunette astronomique** ou **lunette de Kepler**, dont les éléments sont des lentilles convergentes. L'image définitive donnée par cette lunette est inversée, ce qui est peu important pour les observations astronomiques ; mais quand on regarde un objet sur la terre, on a besoin d'avoir une image droite : aussi la **lunette terrestre**

comprend-elle une lentille intercalaire entre l'objectif et l'oculaire, dont le rôle est de retourner l'image fournie par l'objectif : l'image définitive est droite.

Mais cet artifice a pour inconvénient de rallonger considérablement le tube de la lunette : c'est la longue-vue des gravures maritimes anciennes.

Dans les **jumelles à prismes**, dues à Kepler, deux prismes à réflexion totale (voir pp. 144-145), interposés sur le trajet des rayons, redressent l'image, qui est seulement déviée. Un des prismes inverse le haut et le bas, l'autre la gauche et la droite. Les **lunettes à prismes** comportent plusieurs oculaires que l'on peut substituer l'un à l'autre pour obtenir le grossissement désiré.

Sur la monture d'une lunette à prismes sont indiquées ses deux principales caractéristiques : grandissement et diamètre de l'objectif. Exemple : 8×32 signifie

$$G = 8 \text{ et } D = 32 \text{ mm}$$

Les **télescopes** ou **instruments réflecteurs**, inventés en 1671 par ISAAC NEWTON (1643-1727), ont un miroir concave comme objectif. Les miroirs sont dépourvus d'aberrations chromatiques. D'autre part, la construction de grandes lentilles est onéreuse et leur masse élevée pose des problèmes mécaniques. C'est pourquoi les instruments d'observation astronomiques modernes sont des télescopes. Citons parmi ceux-ci :

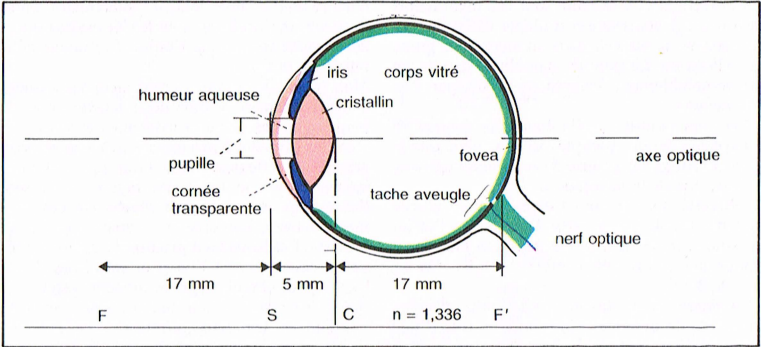
Le **télescope de Newton** comprend un miroir auxiliaire plan incliné à 45° sur l'axe optique, qui renvoie vers l'œil les rayons venant du miroir principal parabolique, donc sans aberration sphérique (voir pp. 140-141).

Le **télescope de Cassegrain** : le miroir auxiliaire, convexe, a le même axe optique que le miroir principal, parabolique comme le précédent ; il renvoie les rayons venant de ce dernier vers un orifice percé en son milieu.

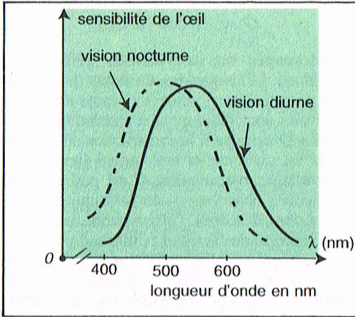
Dans le **télescope de Schmidt**, la lumière traverse d'abord une lame correctrice destinée à faire disparaître l'aberration de sphéricité du miroir principal qui est sphérique ; en effet le miroir parabolique présente une autre aberration géométrique, la *coma* (l'image d'un point situé en dehors de l'axe ressemble à une comète) dont le miroir sphérique, d'ailleurs moins onéreux, est dépourvu. Ce télescope a un grand champ et sert à photographier le ciel.

Le **radiotélescope** est un télescope pour les ondes radioélectriques (ondes électromagnétiques de l'ordre du mm à 20 m de longueur d'onde). Il est construit comme un réflecteur. Une antenne placée au foyer conduit les ondes à l'amplificateur et au récepteur.

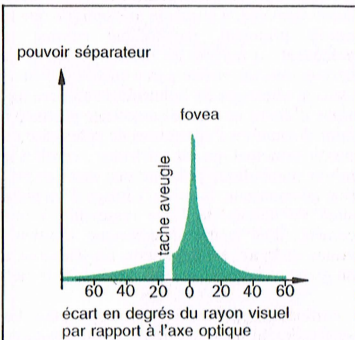
Le pouvoir séparateur des radiotélescopes est faible, comparé à celui des télescopes optiques. Il est d'autant meilleur que les réflecteurs sont plus grands ; leur taille est limitée pour des raisons financières.



Coupe de l'œil humain et schéma de l'œil réduit : S sommet du dioptre, C centre du dioptre, F et F' foyers

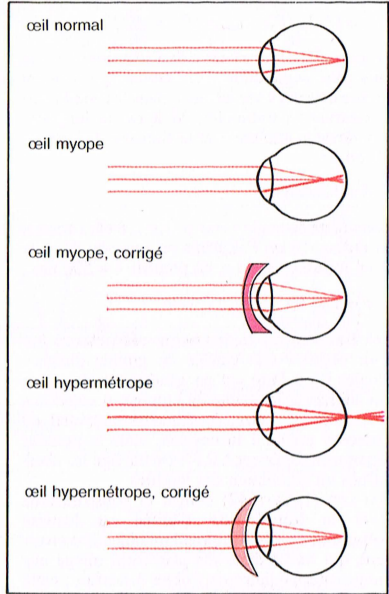


Sensibilité de la rétine à la lumière



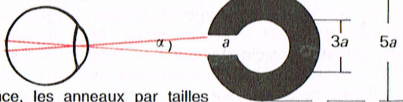
On montre au patient, à 5 m de distance, les anneaux par tailles décroissantes. Il doit dire à chaque fois s'il voit l'ouverture, et la situer. Le pouvoir séparateur est égal à l'angle α sous lequel est vue l'ouverture du dernier anneau.

Acuité visuelle



Défauts de convergence de l'œil et corrections

On dispose d'une série d'anneaux opaques de rayons intérieur $3a$ et extérieur $5a$ munis d'une ouverture de longueur a .



anneaux de Landolt

Le principe de l'œil est celui d'un appareil photo : comme sur la pellicule d'un appareil photo, il se forme sur la rétine une image réelle, renversée et plus petite que l'objet ; mais la vision résulte d'une activité physiologique qui met en jeu, avec les yeux, les nerfs optiques et les centres visuels du cerveau. La rétine comprend des cellules sensibles à la lumière (voir plus bas), qui engendrent un influx nerveux transmis au cerveau par le nerf optique. La mise au point des appareils photo se fait en déplaçant la pellicule ou l'objectif ; l'œil, lui, *accommode* (voir plus bas) parce que la vergence du cristallin varie. Dans la description de l'œil, on utilise en effet le terme de vergence (donnée en dioptries, voir p. 149) plutôt que celui de distance focale.

L'œil comprend une suite de milieux transparents :

La **cornée**, épaisse de 1 mm environ, a un rayon de courbure de 7,8 mm et un indice de 1,378.

L'**humeur aqueuse**, claire comme de l'eau, a un indice de 1,336, valeur voisine de celui de la cornée : on peut considérer la face avant de celle-ci comme un dioptré sphérique dont la vergence vaut 43 δ.

Le **cristallin** est une lentille biconvexe dont les deux rayons de courbure sont différents : au repos, 10 mm pour la face antérieure et 6 pour la face postérieure. Dans l'*accommodation*, passage à la vision de près, un muscle circulaire les diminue tous deux jusqu'à 6 et 5 mm environ. Il est formé de couches transparentes d'épaisseurs différentes ; l'indice de réfraction, maximal au centre, vaut en moyenne 1,42. Sa vergence est de 15 δ au repos.

On appelle *distances minimale et maximale de vision distincte*, d et D , la plus petite et la plus grande distances auxquelles on peut encore voir nettement un objet. Pour un œil normal, $d = 25$ cm et D est infini. On définit l'**amplitude d'accommodation** par :

$$a = 1/d - 1/D$$

Si d et D sont en mètre, a est en dioptrie.

Avec l'âge, d croît : de 10 à 60 ans, a passe en moyenne de 14 à 1 δ ; chez les personnes âgées, c'est la *presbytie*.

Le **corps vitré** est une masse limpide et gélatineuse d'indice 1,336.

Le diaphragme d'entrée de la lumière est constitué par la **pupille**, ouverture circulaire dans l'iris, qui est une lame opaque située devant le cristallin. Son diamètre varie de 2 à 8 mm selon l'éclairement.

La lumière converge sur la **rétine**, structure en mosaïque formée de nombreuses cellules visuelles sensibles à la lumière, réagissant individuellement ou en groupe, reliées à d'autres cellules qui constituent le début du nerf optique. Elle présente sur l'axe un creux de 1 mm de rayon, la *fovea*. La région de la rétine rattachée

au nerf optique, située en dehors de l'axe, est dépourvue de cellules visuelles et insensible à la lumière, d'où son nom de *tache aveugle*.

L'œil est constitué par l'**association de deux systèmes centrés** (voir p. 153) : un dioptré sphérique, l'ensemble de la cornée et de l'humeur aqueuse, et une lentille, le cristallin. La distance des plans principaux de ce système vaut 0,3 mm ; c'est très peu par rapport au diamètre du globe oculaire qui vaut 24 mm, et on la néglige quand on considère l'**œil réduit**, système optique équivalent à l'œil au repos, qui est assimilable à un dioptré sphérique convergent de 6 mm de rayon et d'indices 1 et 1,336. Les distances focales sont - 17 mm et 23 mm, et la vergence vaut 59 δ. Les vergences de la cornée et du cristallin au repos valent 3/4 et 1/4 de la valeur totale. Quand l'œil accommode, le rayon du dioptré décroît.

L'**acuité visuelle** est la capacité de l'œil à voir les détails. Elle varie en sens inverse du **pouvoir séparateur**, qui est égal au plus petit angle de visée sous lequel un objet est encore nettement visible : cet angle s'exprime en minute. On mesure le pouvoir séparateur à l'aide de plusieurs anneaux interrompus, les *anneaux de Landolt* : on note l'angle sous lequel est encore vue l'interruption du plus petit anneau.

l'ondée sur le pouvoir séparateur des systèmes centrés (voir p. 155), l'acuité visuelle est limitée par la structure de la rétine. C'est dans la fovea qu'elle est la meilleure : on peut y distinguer deux points distants de 1,5' d'arc environ. Elle diminue à mesure qu'on s'éloigne de l'axe. Toute vision est inexistant sur la tache aveugle (voir plus haut).

Sensibilité spectrale

La sensibilité de l'œil dépend de la longueur d'onde de la lumière. Pour un œil normal, elle est maximale aux environs de 555 nm le jour et de 510 nm la nuit.

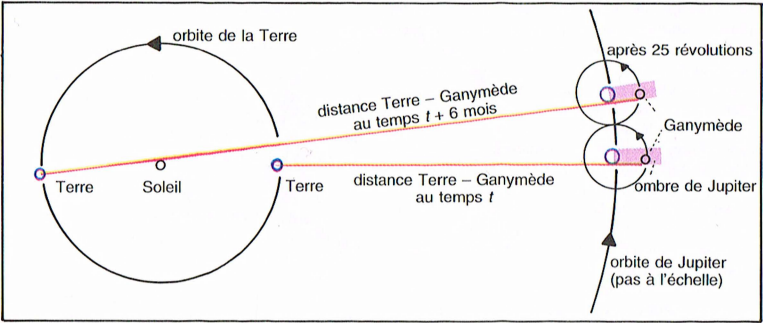
Défauts de l'œil et lunettes

La longueur de l'œil n'est pas toujours en accord avec sa vergence. De plus ses éléments peuvent avoir des défauts de symétrie.

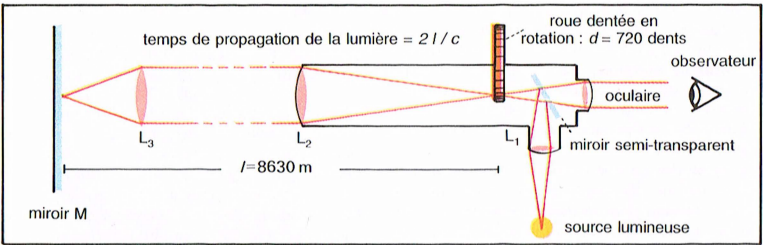
L'œil est **myope** lorsque des rayons incidents parallèles à l'axe convergent en avant de la rétine. La vergence est trop grande pour la longueur du globe. Seuls les objets proches sont vus distinctement. La correction se fait avec des lentilles concaves (voir p. 149, lunettes pour voir de loin).

L'œil **hypermétrope** présente les défauts inverses et ne voit distinctement que les objets éloignés. On corrige ce défaut à l'aide de lentilles convexes (lunettes pour voir de près).

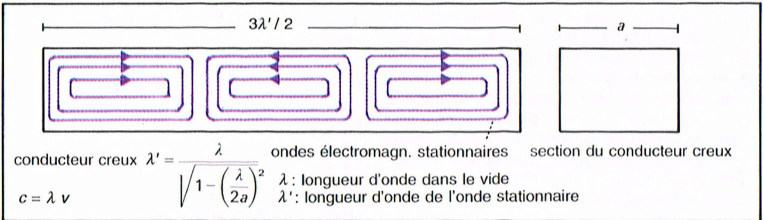
Enfin, l'**astigmatisme** (voir p. 153) caractérise un œil dont la vergence n'est pas la même dans tous les plans méridiens ; il est dû à des imperfections dans la symétrie de révolution de l'œil (cornée surtout). L'image d'un point est une tache. On corrige ce défaut par des lentilles de type cylindrique.



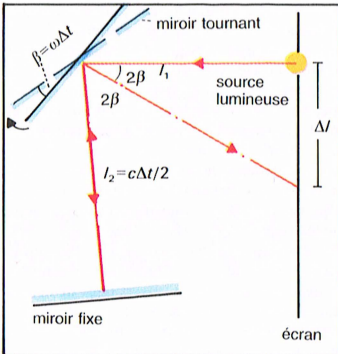
Méthode astronomique de mesure de c . L'orbite de Ganymède est très agrandie



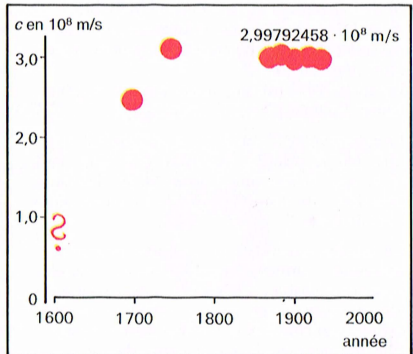
Méthode de la roue dentée de Fizeau



Méthode de la caisse de résonance



Méthode du miroir tournant de Foucault



Différentes valeurs de c dans l'histoire

La **vitesse de la lumière dans le vide** (c) exprimée en m/s, l'une des grandeurs fondamentales en physique, apparaît dans de nombreuses équations et dans la définition de l'unité de base S.I. pour la longueur (voir p. 19). C'est une vitesse limite qui ne peut donc être atteinte par aucun corps matériel.

En octobre 1983, une commission internationale a fixé la valeur numérique de cette vitesse :

$$c = 2,99\,792\,458 \times 10^8 \text{ m/s}$$

On pourra comparer cette égalité avec la définition du mètre (voir p. 29).

La vitesse de la lumière c_n dans un milieu d'indice de réfraction n est

$$c_n = c/n$$

Depuis que la valeur de c est fixée, sa mesure (voir p. 24) n'a plus qu'un intérêt historique. Elle était fondée sur deux méthodes :

1) Les mesures les plus anciennes consistaient à déterminer le temps nécessaire à la lumière pour parcourir une distance donnée.

La première expérience de ce type, qui date de 1600, est due à GALILÉE.

Il posta sur une colline voisine de celle où il se tenait un assistant muni d'une lanterne dont la lumière était voilée. Aussitôt que GALILÉE montrait sa propre lumière, l'assistant devait découvrir la sienne. Ces mesures montrèrent seulement que le temps mis par la lumière pour aller d'une colline à l'autre était plus court que celui mis par l'assistant pour réagir.

L'astronome OLAUS RÖMER (1644-1710) observa en 1665 un retard dans l'éclipse du satellite de Jupiter Ganymède et en déduisit la première valeur numérique de la vitesse de la lumière : $2,4 \times 10^8$ m/s.

Les plans des orbites de la Terre et de Jupiter autour du Soleil, et de Ganymède autour de Jupiter sont très voisins. La période de rotation de Ganymède est de 7,155 jours. Il entre donc tous les 7,155 jours dans l'ombre de Jupiter. Si l'on commence l'observation lors de l'opposition de Jupiter au Soleil par rapport à la Terre, la distance entre Jupiter et la Terre, qui était minimale, croît sans cesse et atteint un maximum (conjonction) en six mois, soit environ 25 éclipses. La 26^e devrait se produire après $25 \times 7,155$ jours. Mais Römer observa qu'elle se faisait avec un retard de 1 200 s : c'est le temps qu'il faut à la lumière pour parcourir en plus un diamètre de l'orbite terrestre (environ 3×10^8 km).

HIPPOLYTE FIZEAU (1819-1896) fut le premier à déterminer c en laboratoire, en 1851.

La **méthode de la roue dentée de Fizeau** comprend une source lumineuse de petite dimension dont l'image donnée par une lentille L_1 suivie d'un miroir semi-transparent se

forme au foyer objet F d'une lentille L_2 . Les rayons parallèles à l'axe issus de L_2 arrivent sur une lentille L_3 éloignée, qui forme une nouvelle image sur le miroir M, normal à l'axe commun des lentilles L_2 et L_3 et situé à la distance l de F. Le faisceau réfléchi les traverse à nouveau pour former en F une image finale. Une roue normale à l'axe du faisceau, qui comprend à sa périphérie d dents identiques et régulièrement espacées, tourne avec une fréquence q . Supposons qu'à l'aller la lumière passe entre deux dents. Si, après réflexion, elle rencontre une dent, l'observateur ne voit pas la source lumineuse. Le temps mis par la lumière pour son aller et retour est égal à $2l/c$. Pendant ce temps, l'intervalle entre deux dents est remplacé par une dent ; si c'est la première, on a :

$$1/2 = (qd) (2l/c)$$

$$c = 4qdl$$

Dans les mesures modernes, on utilise à la place de la roue dentée une cellule de Kerr (voir p. 203) pour l'interruption périodique du rayon lumineux, car on en connaît la fréquence avec précision.

On mesure aussi par cette méthode la vitesse de particules élémentaires comme les neutrons thermiques.

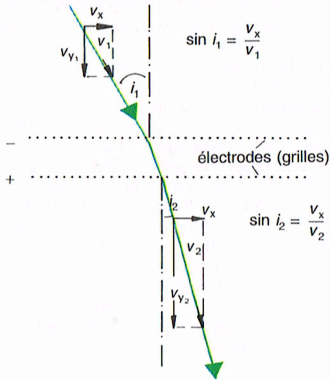
LÉON FOUCAULT (1819-1868) détermina en 1850 la vitesse de la lumière à l'aide d'un miroir tournant. Cette **méthode du miroir tournant** nécessite des parcours relativement courts et permet de ce fait de mesurer la vitesse de la lumière dans d'autres substances que l'air ou le vide.

Le faisceau émis par une source parcourt la distance l_1 jusqu'à un miroir qui tourne à la vitesse angulaire ω et le réfléchit vers un miroir fixe où il arrive sous une incidence nulle, ayant parcouru une distance l_2 . Il se réfléchit sur lui-même et revient au même point d'impact sur le miroir tournant, qui pendant ce trajet a tourné de l'angle $\beta = 2l_2\omega/c$. Il rencontre l'écran récepteur en un endroit décalé, par rapport au point de départ, de $\Delta l = 2\beta l_1$, et

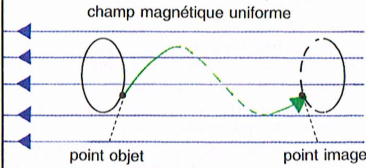
$$c = 4l_1l_2\omega/\Delta l$$

2) Mesure de la fréquence ν de la lumière et insertion dans la relation $c = \lambda\nu$, avec λ : longueur d'onde de la radiation utilisée.

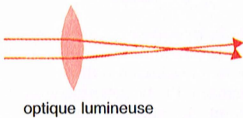
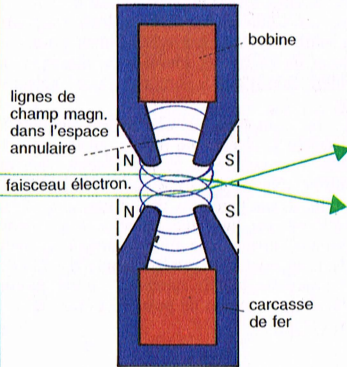
Depuis les années 40, la détermination de c provient surtout de mesures de fréquences dans des **caisses de résonance**. Un conducteur vide est fixé à ses extrémités et on détermine les fréquences de résonance à l'aide d'un émetteur de micro-ondes synchronisable.



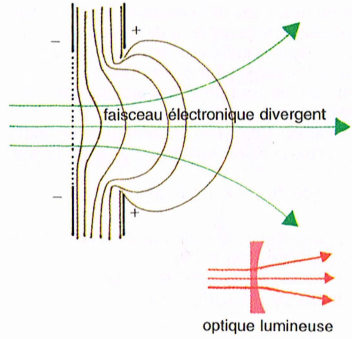
Réfraction d'un faisceau d'électrons



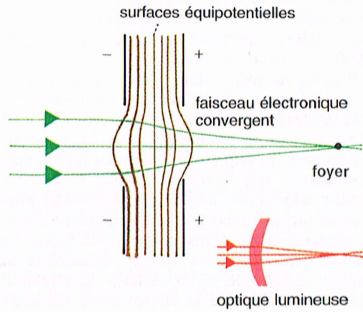
Bobine magnétique longue



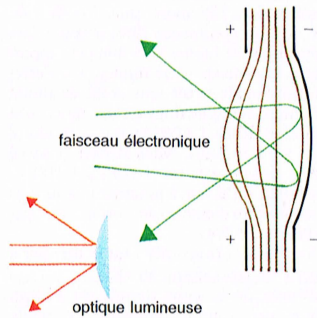
Coupe dans une lentille magnétique



Coupe d'une lentille trou



Lentille électrostatique



Miroir électronique

HANS BUSCH (1884-1973) montra en 1926 que l'on peut reproduire des images avec, au lieu de la lumière, des électrons, particules élémentaires chargées négativement. En théorie, le pouvoir séparateur (voir p. 155) croît alors de plusieurs puissances de 10.

L'**optique électronique** est tout à fait analogue à l'optique géométrique lumineuse.

Les électrons sont déviés par des champs électriques et magnétiques (voir p. 307). Une configuration appropriée des lignes de champ donne une *lentille électronique* qui focalise un faisceau de rayons électroniques ou le fait diverger. On opère dans le vide, sinon les chocs des électrons sur les molécules présentes apporteraient des perturbations.

Si, par exemple, on applique une différence de potentiel entre deux plaques métalliques planes et parallèles et si on envoie dessus un faisceau d'électrons, alors la composante transversale de leur vitesse reste constante, mais la composante longitudinale change, donc le faisceau est dévié.

HANS BETHE (né en 1906) formula en 1928 la **loi de réfraction** de l'optique électronique. Soit i_1 et i_2 les angles d'incidence et de réfraction du faisceau sur les surfaces équipotentielles, comptés à partir des normales à ces surfaces, v_1 et v_2 les vitesses des électrons avant et après leur passage dans le champ :

$$\sin i_1 / \sin i_2 = v_2 / v_1$$

Cette équation est analogue à la loi de réfraction de SNELL-DESCARTES (voir p. 143). On peut définir un indice de réfraction : soit E_{c1} et E_{c2} les énergies cinétiques des électrons avant et après la réfraction et V_1 et V_2 les potentiels des deux régions. L'énergie cinétique de l'électron est proportionnelle à son potentiel, et le principe de conservation de l'énergie (voir p. 43) donne :

$$\sin i_1 / \sin i_2 = \sqrt{E_{c2}/E_{c1}} = \sqrt{V_2/V_1}$$

L'indice de réfraction est donc ici $n = \sqrt{V}$

La loi de la réfraction ne s'écrit sous cette forme simple que si les électrodes sont proches l'une de l'autre.

Lentilles électrostatiques

Une lentille électrostatique est constituée par un ensemble de conducteurs de révolution autour d'un axe, portés à différents potentiels et percés au centre pour permettre le passage du faisceau électronique. Les surfaces équipotentielles sont de révolution autour de l'axe. Un électron subit une force proportionnelle au champ électrique, et l'indice de réfraction varie de façon continue. On peut calculer la répartition du potentiel dans l'espace compris entre les électrodes, d'où la trajectoire des électrons qui arrivent sur la lentille dans les conditions de Gauss (voir p. 141) et la distance focale image f' de la lentille. Pour

une lentille mince, c.-à-d. si la distance des électrons à l'axe varie peu dans la lentille, on trouve que f' est proportionnelle à la différence de potentiel V entre les électrodes.

Les trajectoires des électrons, donc la vergence de la lentille, restent les mêmes si l'on multiplie les potentiels des électrodes par une constante.

L'image est inversée, comme en optique lumineuse. On règle la distance focale de la lentille en changeant la différence de potentiel entre les électrodes.

En pratique, on utilise des diaphragmes troués en face desquels se trouve une grille. Des faisceaux d'électrons parallèles sont rendus convergents ou divergents par la **lentille trou**, selon le signe de la différence de potentiel entre les électrodes.

On sait fabriquer des lentilles trous qui jouent le rôle de **miroirs à électrons**.

On réalise également des lentilles électroniques avec deux ou plusieurs tubes coaxiaux portés à différentes tensions, et en combinant des obturateurs troués et des cylindres coaxiaux.

Il apparaît des **aberrations** analogues à celles de l'optique lumineuse. L'aberration sphérique (voir p. 153) est difficile à corriger : on limite donc le plus possible l'ouverture des faisceaux d'électrons. En optique électronique, ce sont surtout les aberrations des lentilles qui limitent le pouvoir séparateur.

Les **lentilles magnétiques** sont des bobines traversées par un courant. A l'intérieur de la bobine, les électrons se déplacent sur des trajectoires enroulées autour des lignes de champ magnétiques. Dans le cas d'un champ magnétique uniforme (voir p. 307), que l'on obtient avec une bobine longue, ces trajectoires sont des cercles ou des hélices. Dans ce dernier cas il y a bien focalisation, mais le grandissement est égal à 1, ce qui n'a aucun intérêt pour une lentille : on utilise donc une bobine courte qui donne un champ magnétique B à symétrie de révolution autour de l'axe $x'x$. Contrairement au cas des lentilles électrostatiques, la vitesse des électrons reste constante à l'intérieur de la bobine.

Si la lentille est mince (voir plus haut cette condition pour la lentille électrostatique), on trouve pour la distance focale :

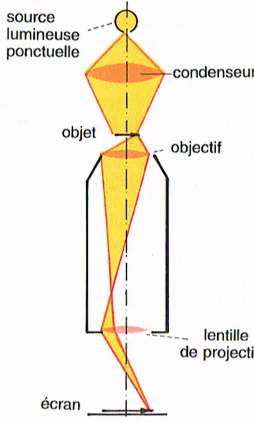
$$1/f' \propto \int_{-\infty}^{+\infty} B^2 dx$$

f' est > 0 : une lentille magnétique est convergente.

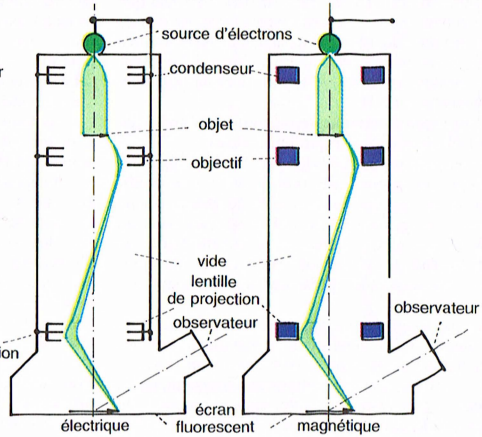
Le plan déterminé par l'électron et l'axe optique tourne dans la lentille d'un angle θ :

$$\theta \propto \int_{-\infty}^{+\infty} B dx$$

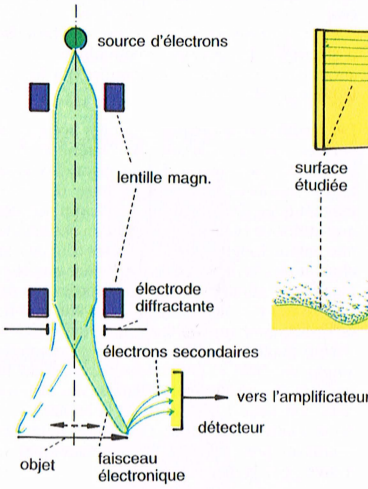
Pour les électrons animés de grandes vitesses, il faut introduire des corrections relativistes (voir p. 345).



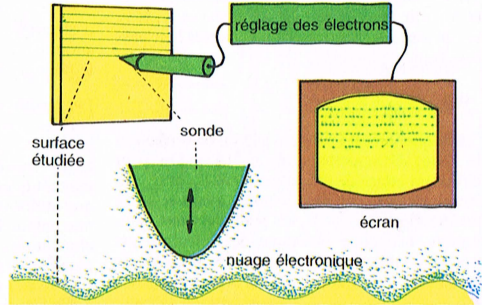
Microscope optique de projection



Microscope électronique à transmission

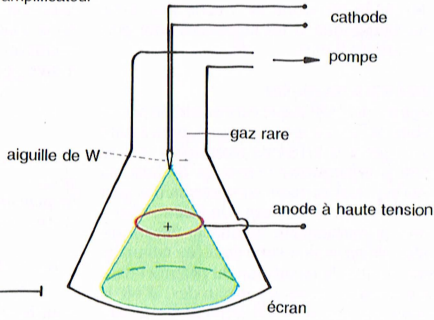


Microscope à balayage



Microscope à effet tunnel

10 cm



Microscope à effet de champ

Le microscope électronique utilise, pour la formation d'images, des électrons qui se déplacent dans le vide. Sa forme ressemble à celle du microscope optique; seul l'oculaire est remplacé par une lentille de projection qui donne une image réelle.

Le premier microscope électronique fut construit, à partir de lentilles magnétiques, en 1932 par ERNST RUSKA (1906-1988; prix Nobel 1986) et MAX KNOLL; puis en 1938 HANS MAHL (né en 1909) utilisa des lentilles électrostatiques pour un appareil analogue.

Structure

La **source d'électrons** ponctuelle émet des électrons e^- monocinétiques.

Les e^- proviennent d'une cathode incandescente et sont accélérés par une anode portée à un potentiel élevé (jusqu'à quelques MV). Avant d'atteindre celle-ci, ils traversent une autre électrode, le cylindre de Wehnelt, qui permet de régler l'intensité du faisceau.

Le **condenseur** rassemble les e^- en un faisceau de rayons parallèles, qui pénètre l'**objet** AB, préparé en couche très mince, et est diffracté ou diffusé hors de celui-ci, plus ou moins selon la densité et l'épaisseur des parties traversées. Les pertes d'énergie des e^- dans l'objet doivent être faibles, sinon la distance focale de l'objectif (voir ci-dessous) varie et il apparaît une aberration analogue à l'aberration chromatique.

La **préparation** de l'objet fait appel à des techniques multiples. Pour un objet de 10^{-5} mm d'épaisseur, on a besoin d' e^- ayant une énergie cinétique de 50 à 100 keV.

L'**objectif**, lentille de faible distance focale (quelques mm), donne de l'objet une image intermédiaire A_1B_1 réelle, renversée et agrandie. La **lentille de projection** donne sur un écran ou un film une image finale $A'B'$ plus grande que A_1B_1 .

Grandissement γ du microscope électronique :

$$\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{A_1B_1}} \times \frac{\overline{A_1B_1}}{\overline{AB}} = \gamma_1 \gamma_2$$

γ_1 et γ_2 : grandissements de l'objectif et de la lentille de projection. γ peut atteindre 100 000.

Le **pouvoir séparateur ε** est (voir p. 155) :

$$\varepsilon = 0,61 \lambda / \text{O.N.}$$

avec O.N. : ouverture numérique (voir p. 157) ; λ : longueur d'onde de de Broglie des électrons (voir p. 205) ; d'après sa définition, on trouve la valeur $\lambda = \sqrt{150/V}$, avec λ mesuré en 10^{-10} m et V : tension accélératrice, mesurée en volt ; pour $V = 10^5$ V, $\lambda = 0,04 \cdot 10^{-10}$ m, valeur 10⁵ fois inférieure à la plus petite des longueurs d'onde lumineuses ($4\,000 \cdot 10^{-10}$ m).

Mais à cause de l'aberration sphérique des lentilles électroniques, O.N. est petit (environ 0,01 contre 1 en microscopie optique), ce qui limite le pouvoir séparateur par rapport à sa valeur théorique.

Avec la valeur de V citée plus haut et O.N. = 0,01, on trouve $\varepsilon \approx 2 \cdot 10^{-10}$ m, valeur plus de 1000 fois inférieure à ce qu'on obtient en microscopie optique.

L'image obtenue avec le microscope électronique à transmission est fondée sur la différence de transparence des divers points de l'objet. Au contraire, dans le **microscope électronique à balayage** (MANFRED VON ARDENNE, 1939), un faisceau d'électrons très fin explore toute la surface de l'objet. Chaque point réémet des électrons secondaires qui, après amplification, modulent le faisceau cathodique d'un récepteur de télévision. L'image obtenue est très contrastée et apparaît en relief.

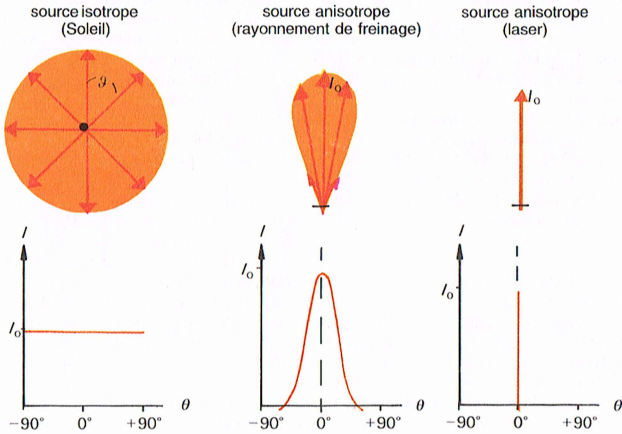
La préparation de l'objet est simple (on peut par ex. obtenir des images d'insectes intacts). Les détails visibles atteignent $5 \cdot 10^{-6}$ mm.

Le **microscope ionique** ou à effet de champ (inventé en 1950 par ERWIN MÜLLER, 1911-1977) se compose d'une ampoule contenant un gaz rare sous faible pression ; la cathode est une aiguille de tungstène W très fine située face à une anode en forme d'anneau. La différence de potentiel vaut environ 5 kV. Autour de l'aiguille, le champ électrique est très intense (pouvoir des pointes). Les atomes gazeux voisins sont polarisés puis ionisés, donnant des électrons qui sont absorbés par le métal, et des ions qui se déplacent jusqu'à un écran incurvé qu'ils impressionnent. Les structures des couches supérieures de la pointe de métal apparaissent comme des taches claires et sombres. Grandissement :

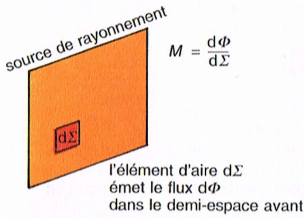
$$\gamma = r_1 / r_2$$

avec r_2 : rayon de courbure de l'aiguille ; r_1 : rayon de courbure de l'écran. γ peut aller jusqu'à 10⁷.

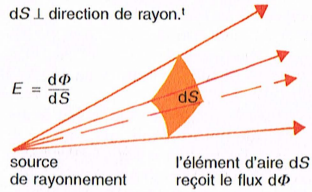
Le **microscope à effet tunnel** (voir p. 305) utilise le fait que des électrons peuvent passer de la surface d'un corps conducteur ou semi-conducteur vers une pointe métallique située très près de celle-ci, si on maintient entre les deux une différence de potentiel, même faible : il s'établit donc un courant électrique. On déplace une électrode fine en forme d'aiguille à une distance constante de la surface étudiée. Ainsi l'intensité du courant créé reste constante et la pointe de l'aiguille suit, avec une très grande précision, la structure électrique de la surface et la dessine en trois dimensions. Le pouvoir séparateur vaut environ 10^{-11} m : on peut distinguer les atomes.



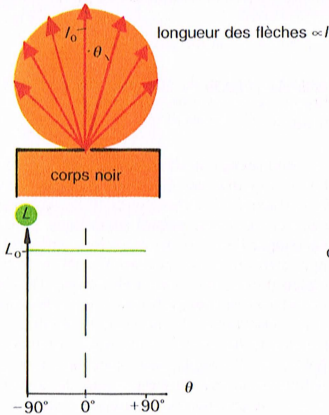
Caractéristiques de différentes sources de rayonnement (coupe horizontale)



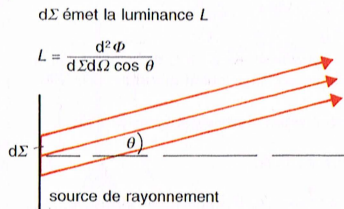
Émittance énergétique M



Éclairement énergétique E



Émetteur Lambert



Luminance énergétique L

Une source de rayonnement produit autour d'elle un *champ de rayonnement*. On appelle **source de rayonnement isotrope** une source qui émet régulièrement dans toutes les directions, et **source de rayonnement anisotrope** une source qui a une ou plusieurs directions privilégiées de rayonnement.

On distingue les grandeurs physiques qui décrivent la source de rayonnement, et celles qui se rapportent à une surface qui reçoit ce rayonnement.

Grandeurs physiques se rapportant à l'émetteur

Le **flux énergétique** Φ , exprimé en watt, est la puissance que la source libère dans tout l'espace.

Exemple : Une ampoule électrique de modèle courant émet un flux énergétique de 60 W.

L'**énergie rayonnée** Q , exprimée en joule, est la perte d'énergie que subit une source en émettant le rayonnement.

L'ampoule dont il est question ci-dessus a une durée de vie t de 1 000 h environ : l'énergie rayonnée pendant ce temps est

$$Q = 60 \cdot 1\,000 \cdot 3\,600, \text{ soit environ } 2,2 \cdot 10^8 \text{ J.}$$

On a :

$$Q = \int \Phi \, dt$$

L'**intensité énergétique** I , exprimée en watt / stéradian, est le flux énergétique $d\Phi$ émis par une source ponctuelle dans l'élément d'angle solide $d\Omega$ (voir p. 31). On a :

$$I = d\Phi / d\Omega \text{ et } \Phi = \int I \, d\Omega$$

L'intensité énergétique de l'ampoule courante citée plus haut est $I = 60 / 4\pi = 4,78 \text{ W} \cdot \text{sr}^{-1}$.

Pour une source de rayonnement isotrope, I est une constante. Pour une source anisotrope, I dépend de la direction du rayonnement.

On appelle **émittance énergétique** M , le flux énergétique émis par l'élément d'aire $d\Sigma$ · M s'exprime en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$. On a :

$$M = d\Phi / d\Sigma \text{ et } \Phi = \int M \, d\Sigma$$

On admet que l'émittance énergétique ne correspond qu'à une moitié de l'espace. Ainsi, si une surface émet du rayonnement des deux côtés, on n'en considère qu'un seul.

Exemple : Si l'ampoule citée est mate et sphérique, de rayon $r = 3 \text{ cm}$, son émittance énergétique est $M = 1/2 \Phi / 4\pi r^2 = 2,65 \cdot 10^3 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$.

La **luminance énergétique** L , exprimée en $\text{W} \cdot \text{sr} \cdot \text{m}^{-2}$, est le quotient de l'intensité énergétique d'un élément de surface dans une direction Δ , par son aire $d\Sigma$ et par le cosinus de

l'angle θ que fait Δ avec la normale à l'élément. On a :

$$L = dI / d\Sigma \cos \theta \text{ et } I = \int L \cos \theta \, d\Sigma$$

Le **degré d'émission** ε , grandeur sans dimension, décrit l'émittance énergétique d'une source de rayonnement par rapport à celle du corps noir (voir p. 179), M_{B} . On a :

$$\varepsilon = M / M_{\text{B}}$$

L'**émetteur Lambert** tient son nom de JEAN-HENRI LAMBERT (1728-1777), c'est une source de rayonnement obéissant à la **loi de Lambert** :

$$I = I_0 \cos \theta$$

avec I : intensité énergétique dans la direction θ ; I_0 : intensité énergétique pour $\theta = 0^\circ$; θ : angle formé par la direction du rayonnement avec la normale à la surface de la source.

Une source qui obéit à la loi de Lambert est dite **orthotrope**. Sa luminance L , qui d'après la définition est proportionnelle à $I / \cos \theta$, est une constante. Son émittance est :

$$M = \pi L.$$

Grandeur physique se rapportant à une surface qui reçoit un rayonnement

L'élément de surface réceptrice dS se trouve dans le champ de rayonnement et est normal à la direction du rayonnement.

L'**éclairage énergétique** E , exprimé en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$, est le quotient du flux d'énergie $d\Phi$ que reçoit un élément de surface par son aire dS . On a :

$$E = d\Phi / dS \text{ et } \Phi = \int E \, dS$$

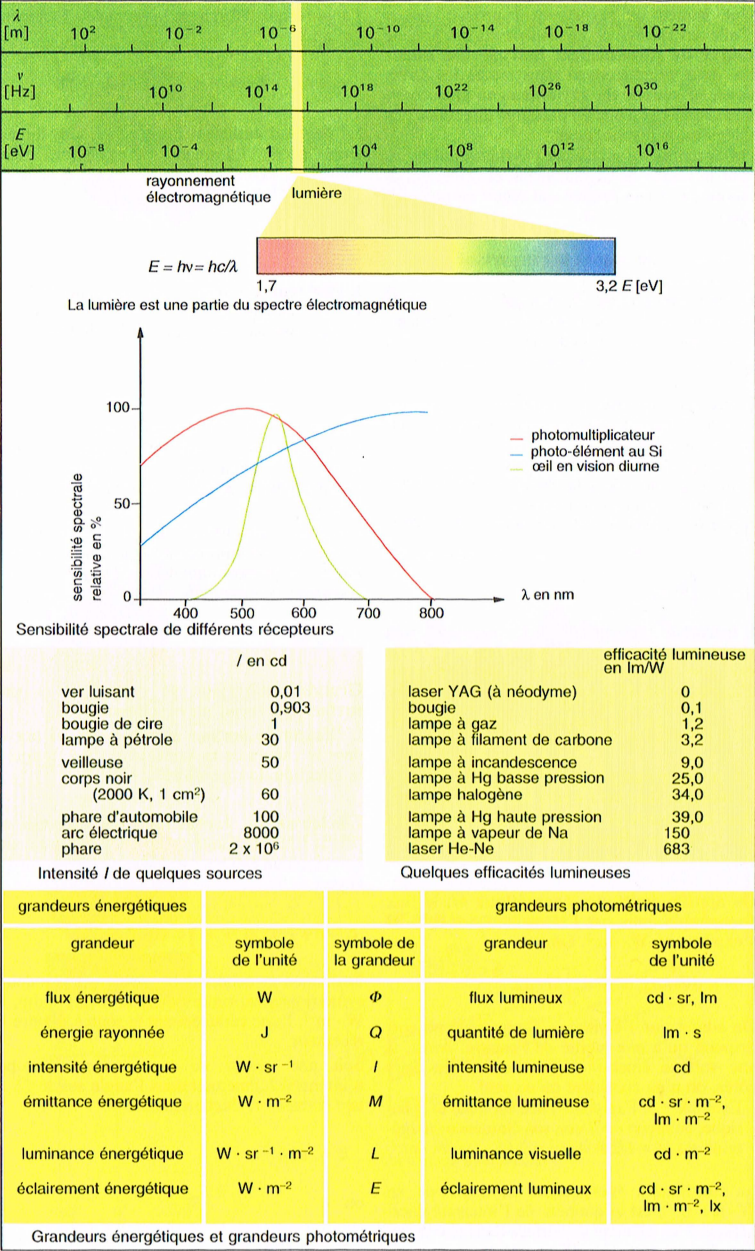
Émittance et éclairage sont deux grandeurs symétriques exprimées dans la même unité, le $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$, l'une caractérisant la source, l'autre le récepteur.

Soit une source de rayonnement isotrope, d'intensité I , émettant dans l'angle solide Ω . A une distance r , l'éclairage est :

$$E = I\Omega / r^2$$

ou

$$E = \Phi / 4\pi r^2$$



Grandeurs énergétiques II, grandeurs photométriques, grandeurs photoniques 173

Pendant la durée dt , l'éclairement de l'élément de surface dS est E . On définit la **quantité d'éclairement** ou **exposition** Q_e , exprimée en $J \cdot m^{-2}$, par :

$$Q_e = \int E dt$$

Les ondes électromagnétiques comprennent un domaine perceptible par l'œil, la **lumière**. On décrit ce rayonnement grâce aux **grandeurs photométriques**.

Grandeurs photométriques concernant la source lumineuse

Une source lumineuse est caractérisée par son **intensité** I , exprimée en candela (symbole cd), une des unités de base du Système International d'unités (S.I.).

La candela est l'intensité lumineuse, dans une direction donnée, d'une source qui émet un rayonnement monochromatique de fréquence $540 \cdot 10^{12}$ Hz et dont l'intensité énergétique dans cette direction est de 1/683 watt par stéradian.

C'est pour la fréquence de $540 \cdot 10^{12}$ Hz, ou la longueur d'onde de 555 nm (dans le jaune) que l'œil humain est le plus sensible le jour.

Jadis on définissait la candela par la flamme d'une bougie. La définition actuelle se réfère au rayonnement du corps noir (voir p. 181).

Le **flux lumineux** Φ est défini, comme le flux énergétique, par la formule :

$$\Phi = \int I d\Omega$$

Dans le système S.I., Φ s'exprime en lumen (lm). On a :

$$1 \text{ lm} = 1 \text{ cd} \cdot \text{sr}$$

Le lumen est le flux lumineux émis par une source ponctuelle d'intensité lumineuse 1 cd dans l'angle solide 1 sr.

Pour une lumière de composition spectrale donnée, le flux lumineux est proportionnel au flux énergétique correspondant. On appelle **efficacité lumineuse** K le rapport entre le premier et le second. K s'exprime en $\text{lm} \cdot W^{-1}$.

On définit comme à la p. 171 la **quantité de lumière** Q_l par :

$$Q_l = \int \Phi dt$$

Q_l s'exprime en lumen · seconde, $\text{lm} \cdot s$.

De même l'**émittance lumineuse** M et la **luminance** L se définissent comme l'émittance énergétique et la luminance énergétique (voir p. 171). Dans le système S.I., la première s'exprime en $\text{lm} \cdot m^{-2}$, la seconde en $\text{cd} \cdot m^{-2}$ ou nit.

On utilise encore pour la luminance une unité dérivée du système CGS (qui n'est plus légal) :

$$1 \text{ stilb} = 1 \text{ cd} \cdot \text{cm}^{-2}$$

$$\text{Conversion : } 1 \text{ sb} = 10^4 \text{ cd} \cdot \text{m}^{-2}$$

Grandeurs photométriques se rapportant à une surface qui reçoit de la lumière

On définit comme à la p. 171 l'**éclairement** E , exprimé dans le système S.I. en $\text{lm} \cdot m^{-2}$ ou plus communément lux lx.

Le lux est l'éclairement d'une surface de $1 m^2$ recevant perpendiculairement à elle-même un flux de 1 lm régulièrement réparti.

$$\text{Conversion : } 1 \text{ lx} = 10^{-4} \text{ sb} \cdot \text{sr}$$

Émittance et éclairement ne s'expriment plus dans la même unité S.I.

Il existe également pour l'éclairement une unité dérivée du système CGS :

$$1 \text{ phot} = 1 \text{ lm} \cdot \text{cm}^{-2}$$

$$\text{Conversion : } 1 \text{ ph} = 10^4 \text{ lx}$$

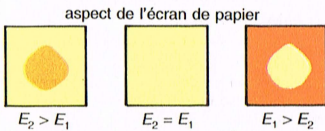
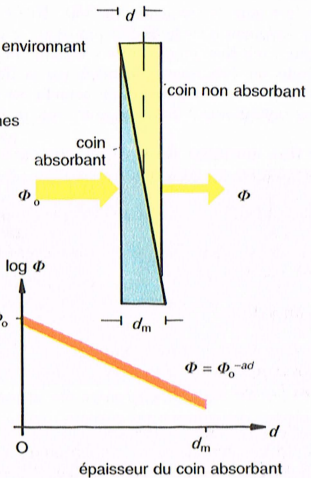
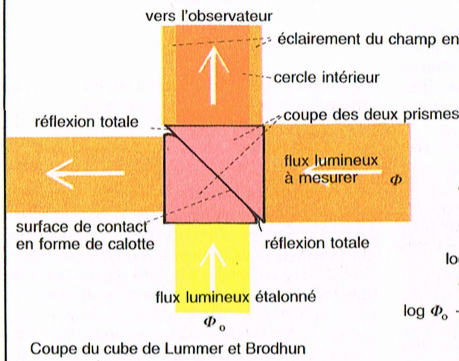
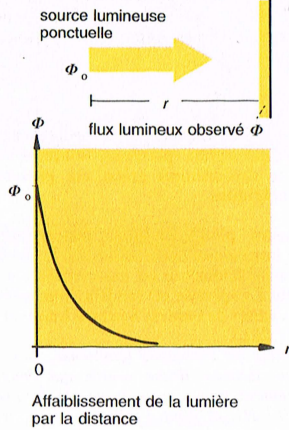
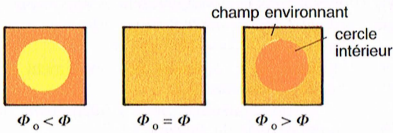
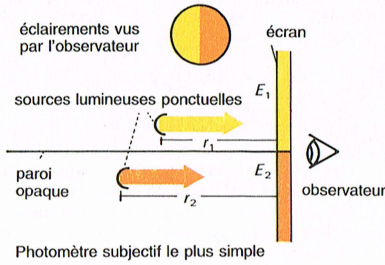
De même la **quantité d'éclairement** ou **exposition** Q_e est la grandeur, exprimée en $\text{lx} \cdot s$:

$$Q_e = \int E dt$$

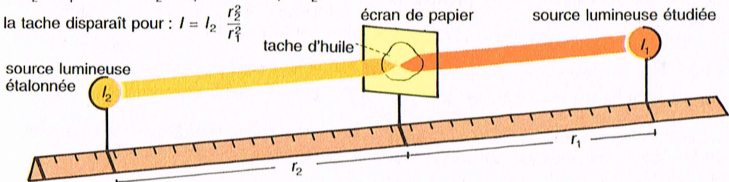
Les **grandeurs photoniques** se rapportent directement aux photons (voir p. 181), les quanta d'énergie du champ de rayonnement électromagnétique. Dans ce nouveau système, l'unité fondamentale est sans dimension : la quantité de lumière est un nombre de photons. Nous indiquons ci-dessous les grandeurs photoniques correspondant aux grandeurs énergétiques et photométriques définies dans ce chapitre, avec les unités correspondantes.

grandeur photonique	unité
flux de photons Φ_p nombre de photons N_p intensité de la source de photons I_p	s^{-1} (sans dimension) $s^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$
émittance de la source M_p luminance du faisceau L_p éclairement par le faisceau E_p	$s^{-1} \cdot m^{-2}$ $s^{-1} \cdot m^2 \cdot \text{sr}^{-1}$ $s^{-1} \cdot m^{-2}$

Dans ce système, émittance et éclairement sont exprimés avec les mêmes unités.



la tache disparaît pour : $I = I_2 \frac{r_2^2}{r_1^2}$



Photomètre à tache d'huile de Bunsen

Les **photomètres** mesurent les grandeurs photométriques (voir p. 173), principalement l'intensité lumineuse et le flux lumineux.

Une intensité lumineuse se mesure de deux façons :

1. *Objective* par **photométrie physique**. On peut citer comme récepteurs très sensibles les photo-éléments au Si, les photodiodes et les photomultiplicateurs. Les grandeurs photométriques sont définies pour la lumière : il faut convertir la sensibilité spectrale du détecteur en celle de l'œil.

2. *Subjective* par **photométrie visuelle**. On juxtapose, dans un champ visuel séparé en deux, le rayonnement à mesurer et un rayonnement de référence réglable. L'œil servant directement de détecteur, on n'a pas besoin de conversion.

Photomètres visuels

On règle le flux lumineux de référence qui frappe l'une des deux surfaces dont on veut comparer les éclairagements, jusqu'à ce qu'elles apparaissent également éclairées.

Pour **affaiblir** de façon connue la **lumière** de la source étalon, on utilise l'une des méthodes suivantes :

Application de la loi de la distance : l'éclairement E d'une surface perpendiculaire à la direction de la lumière est inversement proportionnel au carré de sa distance r à la source :

$$E \propto 1/r^2$$

On augmente donc r , qui doit être $\gg$ diamètre de la source.

Obturation périodique : sur le trajet des rayons d'une source lumineuse on interpose le *disque de Talbot*, un disque opaque en rotation, dans lequel sont ménagées des ouvertures en forme de secteur d'angle au centre total β ; le flux lumineux derrière lui est :

$$\Phi = \Phi_0 \beta / 2\pi$$

avec Φ_0 : flux lumineux devant le disque.

La fréquence de rotation du disque doit être suffisante pour que la persistance des impressions lumineuses joue : elle est de l'ordre de 20 à 60 Hz.

Polarisation (voir pp. 201-203) : si l'on place l'un derrière l'autre deux nicols, l'un fixe et l'autre tournant, leurs plans de section principale faisant l'angle α , ils laissent passer un flux lumineux :

$$\Phi = \Phi_m \cos^2 \alpha$$

Φ_m étant le flux maximal (nicols parallèles).

Absorption par un coin absorbant : un prisme de petit angle taillé dans un verre absorbant (voir p. 147), de coefficient d'absorption a , est

collé tête-bêche sur un autre prisme de même angle taillé dans un verre non absorbant de même indice ; l'ensemble constitue une lame d'épaisseur d_m . La lumière arrive normalement sur la grande face du coin absorbant. Flux émergent :

$$\Phi = \Phi_0 e^{-ad}$$

Φ_0 : flux lumineux devant le coin absorbant ;
 d : épaisseur de verre absorbant traversée par la lumière, $d \leq d_m$.

Ce coin affaiblit le flux lumineux sans en changer les propriétés (couleur, polarisation).

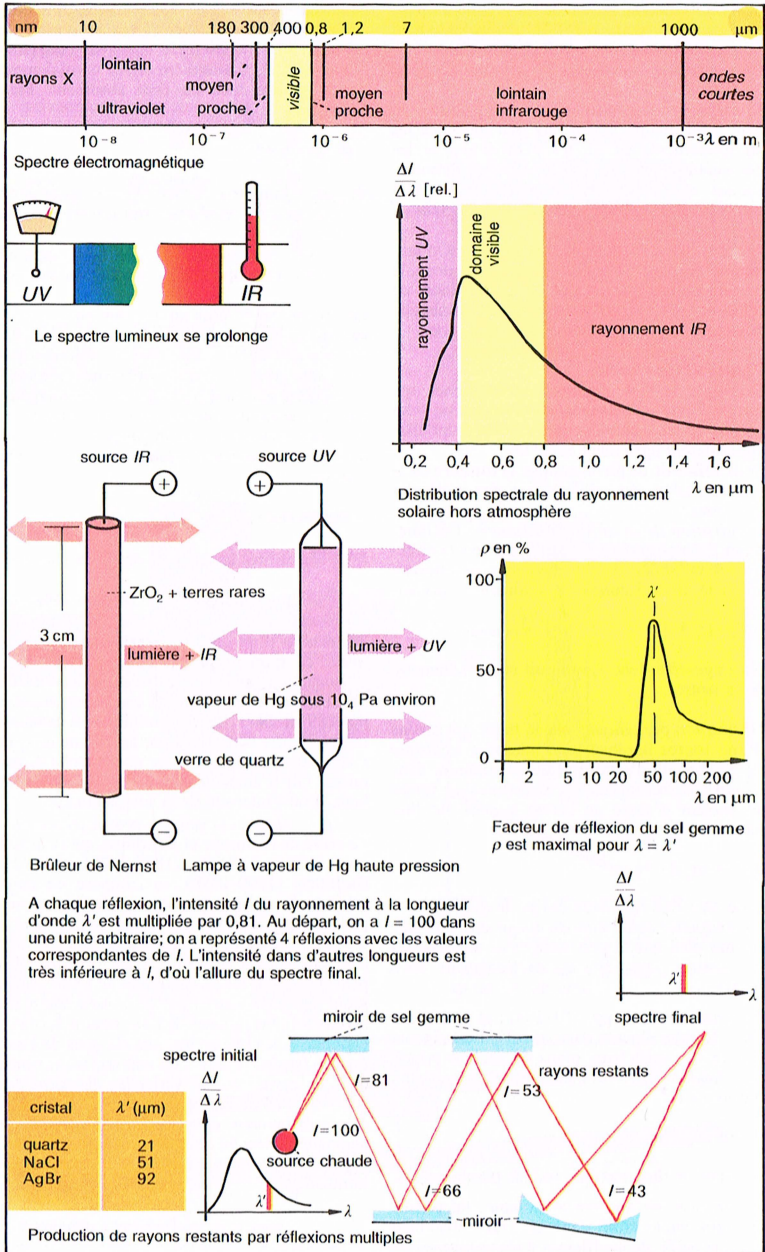
Le premier et le plus simple des photomètres visuels fut construit vers 1729 par PIERRE BOUGUER (1698-1758) : les sources lumineuses à comparer, 1 et 2, éclairent chacune la moitié d'un écran, qui est séparé en deux par une paroi mince et verticale. On fait varier les distances r_1 et r_2 des sources à l'écran jusqu'à ce que les deux plages paraissent également éclairées. On a alors :

$$I_1 / I_2 = (r_2 / r_1)^2$$

I_1, I_2 : intensités lumineuses des deux sources.

Dans le **photomètre à tache d'huile**, construit par ROBERT BUNSEN (1811-1899), la source étalon éclaire d'un côté un écran translucide en papier comportant au centre une tache d'huile, substance qui n'a pas les mêmes facteurs de transmission et de réflexion que le papier (voir pp. 139 et 147) ; le flux lumineux à mesurer frappe l'autre côté. On règle les distances r_1 et r_2 des sources à l'écran pour que la tache disparaisse. On a alors la même formule que plus haut, d'où l'intensité de la source étudiée.

Le **cube de Lummer et Brodhun**, qui tient son nom d'OTTO LUMMER (1860-1925) et EUGEN BRODHUN (1860-1938), se compose de deux prismes de verre rectangles isocèles juxtaposés par leur face hypoténuse. L'une de ces faces a été taillée en forme de calotte sphérique, de telle sorte qu'il y ait réflexion totale (voir p. 145) pour les rayons les plus éloignés de l'axe. Ainsi, seuls pénètrent dans l'œil de l'observateur les rayons les plus proches de l'axe pour le faisceau étalonné et les rayons les plus éloignés de l'axe pour le faisceau étudié : on voit une tache ronde dans un carré. On fait varier les distances des sources lumineuses au cube jusqu'à ce que le cercle disparaisse dans le carré. Le calcul est analogue à celui du photomètre à tache d'huile ; la précision obtenue est de 0,5 % environ sur les luminances.



Les domaines de longueurs d'onde de part et d'autre du spectre visible portent traditionnellement des noms particuliers : infrarouge et ultraviolet. La limite entre ces domaines et le visible est fixée par la sensibilité spectrale de l'œil, l'autre est conventionnelle.

L'**infrarouge**, abrégé *IR*, commence à la limite supérieure des longueurs d'onde visibles ($\lambda \approx 0,76 \mu\text{m}$) et va jusqu'aux ondes radio courtes ($\lambda \approx 1 \text{ mm}$). On distingue les *IR* proches, moyens et lointains, mais les limites de ces domaines sont floues. Les *IR* furent découverts en 1800 par WILLIAM HERSCHEL (1738-1822) qui constata une élévation de température lorsqu'il plaçait un thermomètre au-delà de l'extrémité rouge du spectre visible.

Une **source IR** est d'abord un émetteur de chaleur.

Exemple : Une lampe à incandescence émet environ 90 % de son énergie dans l'*IR*.

Le Soleil émet un spectre continu comprenant beaucoup d'*IR*. On sait réaliser des *sources chaudes* artificielles de rayonnement *IR* continu : les lampes à incandescence dont le fonctionnement s'interprète par la théorie du corps noir (voir p. 181) et des lampes spéciales comme le *brûleur de Nernst*.

Rayons restants : de nombreux cristaux, comme le sel gemme, ont un haut degré de réflexion dans une zone étroite d'*IR* autour d'une longueur d'onde λ' . Pour sélectionner λ' dans le spectre *IR* continu émis par une source chaude, on dispose en face d'elle, à des distances déterminées, des miroirs plans et concaves du cristal concerné. À chaque réflexion la proportion de rayonnement de longueur d'onde λ' augmente, et après plusieurs réflexions le spectre de ces *rayons restants* est une raie fine à $\lambda = \lambda'$.

Mais il existe aussi des *sources froides* de *IR* : certains types de laser (voir p. 191) sont des sources intenses de rayonnement *IR* monoénergétique : par ex. le laser à néodyme (YAG) émet à $\lambda = 1,07 \mu\text{m}$.

Le verre normal absorbe beaucoup les *IR* : les éléments (lentilles, prismes...) des instruments en optique *IR* sont faits en quartz. D'autre part, certaines substances qui absorbent la lumière visible sont transparentes aux rayons *IR*.

On classe les **récepteurs** de rayons *IR* en :

- thermiques (les rayons provoquent une élévation de température dans une cible noire) : couples thermoelectriques, bolomètres, thermistances...
- quantiques (le photon absorbé provoque une transition électronique dans un atome) : cellules photoélectriques, photomultiplicateurs, détecteurs à semi-conducteurs, plaques photo...
- électriques (le champ électrique de l'onde incidente agit sur les électrons d'une antenne, ce qui, après traitement, produit un courant) : détecteurs à galène des débuts de la radio...

L'**ultraviolet**, abrégé *UV*, commence à la limite inférieure des longueurs d'onde visibles ($\lambda \approx 0,4 \mu\text{m}$) et va jusqu'aux rayons X mous ($\lambda \approx 10 \text{ nm}$). Le domaine est divisé en *UV* proches, moyens et lointains ; les limites ne sont pas très précises.

Les *UV* furent découverts en 1801 par JOHANN RITTER, grâce à des réactions chimiques.

Sources de UV : comme pour les *IR*, on distingue les sources chaudes et les sources froides.

Les *sources chaudes* sont des corps portés à très haute température ; plus la température est élevée, plus la proportion des courtes longueurs d'onde dans le rayonnement émis augmente (voir p. 179).

L'*arc électrique*, découvert en 1821 par HUMPHRY DAVY (1778-1829), est le siège d'une décharge entre deux électrodes de charbon ou de métal qui sont mises en contact, puis éloignées. *V* doit être de quelques dizaines de volts, *I* vaut quelques ampères ou dizaines d'ampères, *T* dépasse 10 000 K et *L* est supérieure à 10^8 cd/m^2 . Le spectre obtenu, continu, est caractéristique des électrodes et des gaz situés entre elles : air, gaz rares ou vapeurs métalliques.

Dans la *lampe à vapeur de mercure*, on fait passer un courant électrique entre deux électrodes dans un tube fermé et rempli de vapeur de mercure. Si la pression est élevée, la lampe émet un spectre continu riche en *UV*.

Certains laser constituent des *sources froides* d'*UV*.

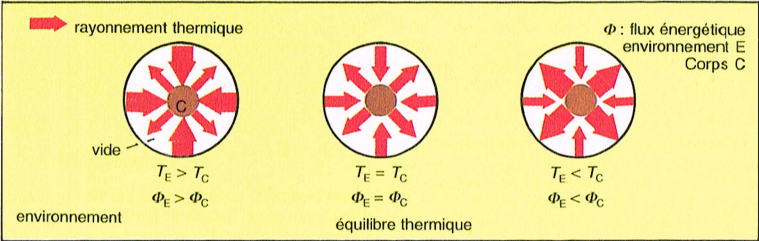
Comme les *IR*, les *UV* sont fortement absorbés par le verre normal : les éléments des instruments en optique *UV* (lentilles, prismes...) sont en quartz, ou en sel gemme, ou en spath.

L'air présente des bandes d'absorption dans l'*UV* : la spectroscopie des *UV* a donc lieu dans le vide.

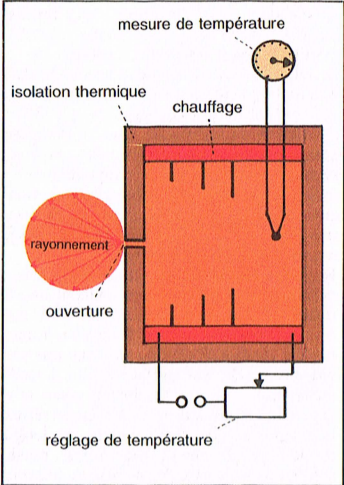
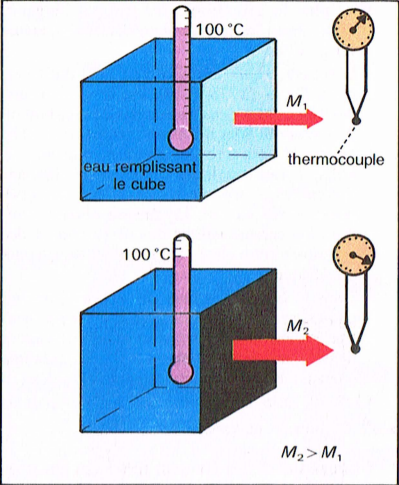
L'*air* est opaque aux *UV* de longueur d'onde $< 130 \text{ nm}$, émis en abondance par le Soleil et très nocifs : ils détruiraient toute vie sur terre. Entre 20 et 35 km d'altitude se trouve la *couche d'ozone*, qui absorbe la composante *UV* à ondes courtes ($\lambda < 250 \text{ nm}$) du spectre solaire. Une destruction partielle de cette couche, par ex. par les gaz d'échappement des avions à réaction volant à haute altitude, les aérosols et les oxydes d'azote, peut avoir des conséquences catastrophiques.

Récepteurs d'UV : plaques photo, cellules photoélectriques, photodiodes, photomultiplicateurs, corps rendus fluorescents par les *UV*.

La peau humaine absorbe les *UV* de longueur d'onde comprise entre 295 et 305 nm et fabrique alors des pigments : c'est le « bronzage ».

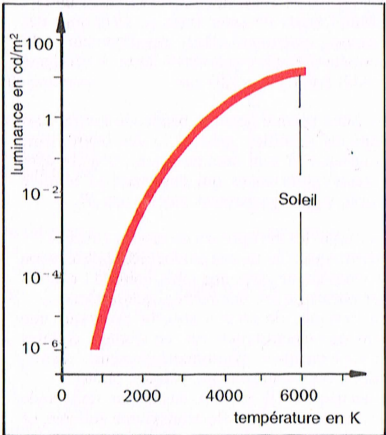
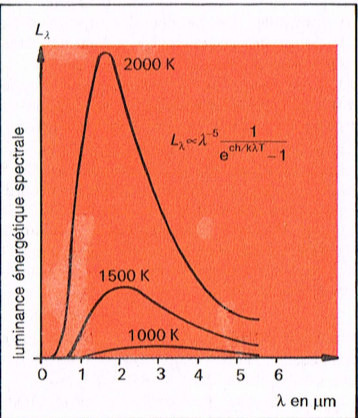


Tout corps à $T > 0$ émet un rayonnement thermique



Cube de Leslie : l'émittance dépend de l'état de la surface

Corps noir : cavité rayonnante



Spectres de corps noirs à différentes températures (voir p. 181) Émission du corps noir dans le visible

Tout corps chaud émet un rayonnement appelé **rayonnement thermique** indépendant de la nature du corps et comprenant, selon la température, une majorité d'IR, de lumière visible ou d'UV.

Exemple : Dans une lampe à incandescence, le filament de W est chauffé par un courant : le rayonnement émis comprend seulement 10 % de lumière visible, le reste est surtout de l'IR. On ne peut pas augmenter la proportion de lumière visible, car il faudrait pour cela une température plus élevée, ce qui ferait fondre le filament incandescent.

Le rayonnement thermique est indépendant de la température de l'environnement, il est donc aussi émis lorsque l'environnement est plus chaud que le corps : celui-ci absorbe alors plus d'énergie qu'il n'en fournit.

Un corps rayonnant est en **équilibre thermique** avec son environnement s'il est à la même température que lui.

L'**émittance** M d'un corps (voir p. 171), qui est, rappelons-le, le rapport entre le flux émis par un corps et sa surface, ne dépend que de la température et des propriétés de la surface.

Exemple : Le cube de *Leslie* est un cube de fer rempli d'eau à 100°. L'une des faces est claire et brillante, une autre est mate et noireie. On les approche l'une après l'autre d'un détecteur de chaleur : sur la face noireie, la valeur mesurée est plus élevée. M est plus grand pour la face sombre que pour la face claire, bien qu'elles aient la même température.

Dans ce qui suit, on a besoin de la **luminance** L (voir p. 171) qui est reliée de façon simple à l'émittance. La **luminance énergétique spectrale** L_λ est égale à la luminance par unité de longueur d'onde.

Nous avons déjà défini le **facteur d'absorption** α d'un corps (voir p. 147) comme le rapport du flux absorbé au flux incident. On a besoin du facteur d'absorption monochromatique α_λ .

Loi du rayonnement de Kirchhoff, ainsi nommée d'après GUSTAV KIRCHHOFF (1824-1887) : *A une température donnée, le rapport L_λ/α_λ est le même pour tous les corps.*

Conséquences :

- L_λ/α_λ est indépendant de la substance et ne dépend que de la température et de la longueur d'onde.
- Pour une même longueur d'onde, un corps émet d'autant mieux le rayonnement thermique qu'il l'absorbe bien. Autrement dit : une surface noire rayonne plus d'énergie qu'une surface blanche.

On définit le **corps noir** comme un corps idéal tel que :

$$\alpha_\lambda = 1$$

et ceci pour toutes les longueurs d'onde. Le corps noir absorbe toutes les radiations qui le frappent. De tous les corps qui sont à la même température, c'est lui qui émet le plus : pour cette raison, on l'appelle aussi *radiateur intégral*. D'après la loi de Kirchhoff, la luminance spectrale d'un corps à la longueur d'onde λ est égale au produit de celle du corps noir à la même température par le facteur d'absorption du corps pour cette longueur d'onde.

La plupart des surfaces noires utilisées dans la vie quotidienne réfléchissent sélectivement certains domaines de longueurs d'onde : ce ne sont pas des corps noirs.

Le spectre d'émission du Soleil (voir fig. p. 176) peut être assimilé à celui d'un corps noir de température 6 000 K environ. Le maximum se situe dans le jaune-vert.

Réalisation pratique du corps noir

Une réalisation approchée du corps noir est une **cavité rayonnante**, enceinte dont les parois sont opaques au rayonnement et percée d'une petite ouverture pour l'observation, par ex. un four industriel : un rayon qui pénètre par l'ouverture se réfléchit un grand nombre de fois sur les parois ; chaque réflexion s'accompagne d'une absorption partielle, donc d'un affaiblissement du rayon qui est finalement totalement absorbé. L'ouverture se comporte comme un corps noir, son rayonnement est celui du corps noir à la température de l'enceinte.

Un four à céramique dont l'intérieur est de couleur rouge clair constitue un corps noir à la température de 1700 K.

La répartition angulaire du rayonnement d'une telle source obéit à la loi de Lambert (voir p. 171).

On appelle **corps gris** un corps pour lequel α_λ est une constante. Le filament de W de la lampe à incandescence en constitue un exemple.

Application : Mesure des températures élevées.

1) Température d'une flamme. On interpose une flamme entre un corps noir de température réglable et la fente d'un spectromètre. Le corps noir « éclaire » la flamme par l'arrière, son spectre est continu. Le spectre de la flamme, qui est un spectre de raies, apparaît en émission (lumineux sur un fond continu sombre) ou en absorption (sombre sur un fond continu lumineux) selon que sa température est supérieure ou inférieure à celle du corps noir (voir p. 199) ; on ne voit plus de raies quand les deux températures sont égales.

2) Température d'un corps incandescent. On utilise un appareil appelé *pyromètre* (voir fig. p. 104), qui fait intervenir le rayonnement total du corps étudié, ou celui qu'il émet au voisinage d'une longueur d'onde déterminée.

Stefan-Boltzmann 1879 $\int_0^\infty L_\nu d\nu = \sigma^* T^4$

Wien 1893 $\frac{\partial L_\nu}{\partial \nu} = 0 \Rightarrow \nu_{\max} = 1,04 \cdot 10^{11} T$

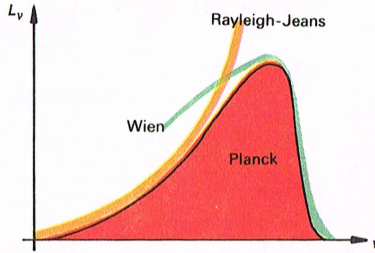
Wien 1896 $L_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT}}$

Rayleigh-Jeans 1900 $L_\nu = \frac{2k\nu^3}{c^2} \left(\frac{T}{\nu} \right)$

$h\nu \gg kT \Rightarrow e^{h\nu/kT} \gg 1$

Planck 1900 $L_\nu = \frac{2(h\nu^3)}{c^2} \frac{1}{2^{h\nu/kT} - 1}$

$h\nu \ll kT \Rightarrow e^{h\nu/kT} \approx 1 + \frac{h\nu}{kT}$



Approximations de la loi de Planck

Lois de rayonnement du corps noir

photons	longueur d'onde en m	énergie en eV
micro-ondes ondes radio	10^{-2} 10^{-1}	10^{-4} 10^{-6}
IR lumière (jaune-vert)	$1 \cdot 10^{-6}$ $4,80 \cdot 10^{-7}$	1,24 2,59
UV rayons X mous	$3,00 \cdot 10^{-7}$ 10^{-10}	4,14 10^4
rayons X durs rayons γ	10^{-11} $2,43 \cdot 10^{-12}$	10^5 $5,11 \cdot 10^5$

Longueur d'onde et énergie de différents photons

La loi de Stefan-Boltzmann, qui tient son nom de JOSEPH STEFAN (1835-1893) et LUDWIG BOLTZMANN (1844-1906) concerne le rayonnement total du corps noir. L'émission énergétique M est proportionnelle à la quatrième puissance de la température absolue T :

$$M = \sigma T^4$$

M est en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$; σ , la constante de Stefan-Boltzmann, est égale à $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$. Le corps noir absorbe aussi le rayonnement provenant de son environnement à la température T_0 : son émittance nette est donc :

$$M' = \sigma (T^4 - T_0^4)$$

Exemple : Un corps de température de 30°C rayonne à la température ambiante (20°C) environ $60 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$.

À la fin du XIX^e siècle, la répartition spectrale du rayonnement thermique était bien connue expérimentalement. WIEN d'une part, RAYLEIGH et JEANS d'autre part, en donnèrent des interprétations théoriques, mais ils ne purent le faire que pour des domaines limités de longueurs d'onde : on pressentait qu'une révolution allait se produire en physique. C'est PLANCK qui réussit à interpréter l'expérience, grâce à une hypothèse tout à fait nouvelle.

Lois de Wien

Ces lois ont été établies par WILHELM WIEN (1864-1928).

1. Loi du rayonnement

La luminance énergétique du corps noir L_v , exprimée en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$, est, pour la température absolue T (en kelvin) et la fréquence ν (en hertz) :

$$L_v = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}}$$

$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$, constante de Planck ; c : vitesse de la lumière dans le vide ; $k = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$. Cette loi décrit bien le spectre du corps noir dans la région des hautes fréquences, mais s'en écarte beaucoup aux basses fréquences.

2. La loi du déplacement donne la longueur d'onde λ_{max} , ou la fréquence, pour laquelle le rayonnement du corps noir est le plus intense. Si λ_{max} est en m, on a :

$$\lambda_{\text{max}} = \frac{b}{T}$$

avec $b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$, constante de Wien. Exemples : Le maximum de la lumière solaire visible à la surface de la terre se situe dans le jaune-vert, vers 483 nm . Ce rayonnement est identifiable à celui d'un corps noir à 6000 K .

Le fer en fusion, dont la température de surface est de 2000°C , a son maximum d'émission à $1,27 \mu\text{m}$, donc loin dans l'infrarouge, et émet peu dans le visible.

Loi de rayonnement de Rayleigh-Jeans, ainsi nommée d'après LORD RAYLEIGH (1842-1919) et JAMES JEANS (1877-1946) :

$$L_v = \frac{2k\nu^3}{c^2} \left(\frac{T}{\nu} \right)$$

Cette loi est une bonne approximation du spectre de rayonnement du corps noir pour les basses fréquences, mais s'en écarte beaucoup aux hautes fréquences (« catastrophe ultraviolette »).

Loi du rayonnement de Planck, ainsi nommée d'après MAX PLANCK (1858-1947), prix Nobel 1918 :

$$L_v = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

ou, en faisant intervenir la longueur d'onde λ :

$$L_\lambda = \frac{c_1}{\pi\lambda^5} \frac{1}{e^{c_2/\lambda T} - 1}$$

avec $c_1 = 3,742 \cdot 10^{-16} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, $c_2 = 1,439 \cdot 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{K}$: première et deuxième constantes du rayonnement de Planck.

Cette loi décrit le spectre de rayonnement du corps noir avec une grande précision. La loi du déplacement de Wien se vérifie immédiatement. Aux deux extrémités du spectre, on retrouve les approximations des lois du rayonnement de Wien et de Rayleigh-Jeans. Enfin, en intégrant L_v sur toutes les fréquences, on obtient la loi de Stefan.

La publication de cette loi, le 14 décembre 1900, marque la naissance de la **théorie des quanta**, la base de la physique moderne, théorie révolutionnaire : pour la première fois, on postulait que les échanges d'énergie se font de manière discontinue.

Introduits par Planck comme artifice de calcul, les **quanta** correspondent à une entité physique, les **photons**, composants élémentaires du rayonnement grâce auxquels Einstein interpréta l'effet photoélectrique (voir p. 187).

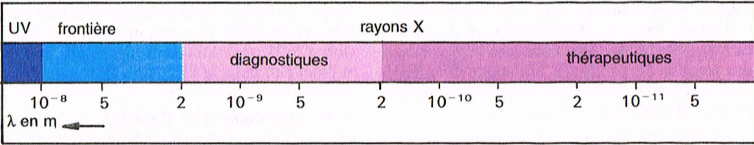
Les échanges d'énergie entre le rayonnement et la matière se font sous forme de photons. Un photon de fréquence ν et de longueur d'onde $\lambda = c/\nu$ (c est la vitesse de la lumière) possède l'énergie E :

$$E = h\nu = hc/\lambda$$

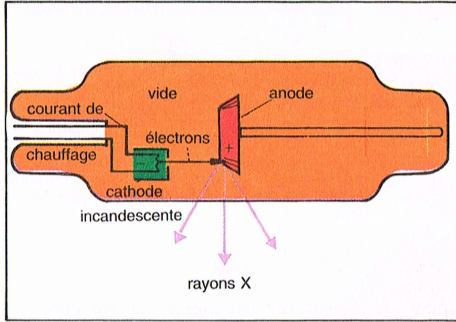
h : constante de Planck.

Le photon est une particule de masse nulle.

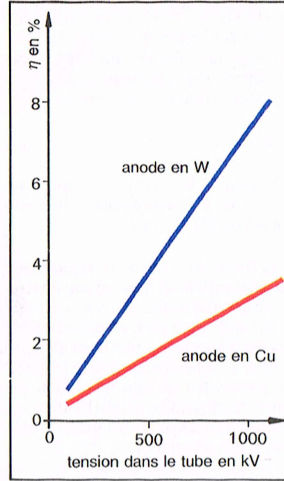
182 Optique et rayonnement



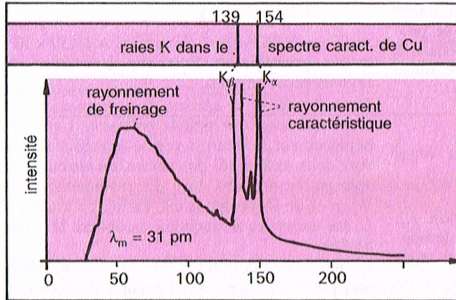
Domaines des rayons X



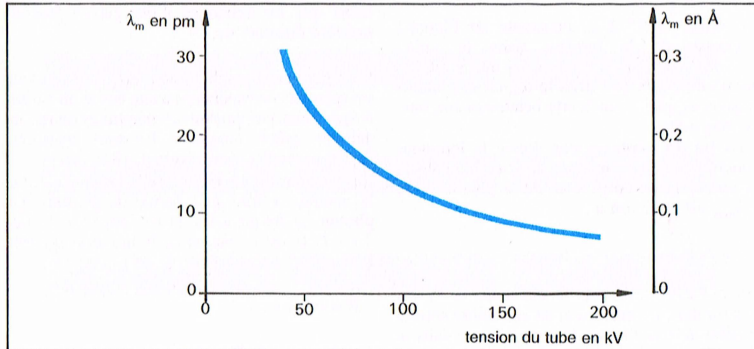
Production de rayons X dans un tube de Coolidge



Rendement η d'un tube à rayons X



Spectre émis par un tube à rayons X avec anode en Cu sous la tension de 50 kV



Longueur d'onde limite λ_m

En 1895, WILHELM RÖNTGEN découvrit des rayons de nature inconnue, qu'il baptisa **rayons X**.

Dans les pays de langue allemande, on les appelle *rayons de Röntgen*.

Ce sont des ondes électromagnétiques de très courte longueur d'onde, allant de l'UV lointain à 10^{-12} m environ. (En comparaison : le rayon de l'atome d'hydrogène est de l'ordre de 10^{-10} m). Plus la longueur d'onde est courte, plus le rayonnement est dur, c.-à-d. pénétrant.

Les **rayons γ (rayons gamma)** se distinguent des rayons X par leur longueur d'onde plus courte, mais aussi par leur origine : ce sont les produits de désintégrations radioactives.

Ce n'est qu'en 1912 que MAX VON LAUE (1879-1960) fit diffracter les rayons X par des cristaux (voir p. 185), preuve qu'on avait affaire à des ondes électromagnétiques. Il eut le prix Nobel en 1914.

Les rayons X se forment lorsque des électrons fortement accélérés par un champ électrique sont freinés à cause de l'interposition d'une cible. La plus grande partie de leur énergie cinétique est transformée en chaleur, le reste devient de l'énergie rayonnante. La transformation peut se faire directement, on a alors un **rayonnement de freinage** (en allemand *Bremsstrahlung*), plus important pour les électrons d'énergie élevée, et dont le spectre (voir ci-dessous) est continu ; l'énergie des électrons peut aussi se transmettre aux atomes de la cible, ce qui donne des **raies caractéristiques** (voir ci-dessous).

Pour obtenir des rayons X d'énergie < 1 MeV, on utilise un **tube de COOLIDGE**, du nom de son inventeur (1873-1975). C'est un récipient de verre où règne un vide poussé, contenant deux électrodes entre lesquelles la tension est très élevée : une cathode chauffée jusqu'à l'incandescence et en face une anode ou anticathode. La cathode émet des électrons qui, attirés par l'anode, la heurtent et perdent leur énergie cinétique ; il s'ensuit un dégagement de chaleur et une émission de rayons X. On refroidit l'anode à l'eau ou à l'huile. On focalise le faisceau d'électrons sur elle pour avoir une source ponctuelle.

Rendement d'un tube comprenant une anode faite d'un matériau de numéro atomique Z , et dans lequel la tension est U kV :

$$\eta = C \cdot U \cdot Z$$

η est en %, $C \approx 10^{-4} \text{ V}^{-1}$.

Exemple : Pour une anode en tungstène et $U \approx 150$ kV, $\eta \approx 1\%$; 99% de l'énergie électrique fournie se change en chaleur.

Les **accélérateurs d'électrons** comme le béta-tron produisent des rayons X d'énergie voisine de 100 MeV, et η vaut alors presque 100%.

Le freinage de toute particule chargée, protons par exemple, donne aussi des rayons X. Mais leur probabilité de formation est inversement

proportionnelle au carré de la masse des particules. Les protons en produisent donc $(1/1836)^2 = 3 \times 10^{-7}$ moins que des électrons de même énergie.

La **répartition angulaire** des rayons X est à peu près celle d'un oscillateur hertzien : un tube de Coolidge émet surtout perpendiculairement à la direction de propagation des électrons. Pour des électrons d'énergie plus élevée (accélérateurs), la répartition d'énergie est maximale vers l'avant.

Ainsi, 50% du bremsstrahlung d'un béta-tron de 35 MeV sont émis dans un cône de 5° autour de la direction de propagation des électrons.

Spectre des rayons X : à un *spectre de freinage continu* se superpose un *spectre de raies*.

1) Le **spectre de freinage** est dû à la forte décélération subie par les électrons lors de leur arrivée sur la cible, au cours de laquelle ils peuvent perdre une énergie quelconque. Ce spectre présente un seuil du côté des courtes longueurs d'onde : en dessous de la **longueur d'onde limite** λ_m , l'énergie émise est nulle. Soit U la tension entre l'anode et la cathode (tension du tube), en kV ; si on exprime λ_m en Angström (10^{-10} m), on a la **loi de Duane et Hunt**, d'après WILLIAM DUANE et FRANKLIN HUNT :

$$\lambda_m = 12,4 / U$$

La théorie quantique permet d'expliquer l'existence du seuil et la valeur de λ_m : en effet, l'énergie d'un électron accéléré par une tension U est $e U$, e étant sa charge. Si toute cette énergie est utilisée pour la formation d'un quantum de rayons X, $h\nu$, on a :

$$h\nu = e U$$

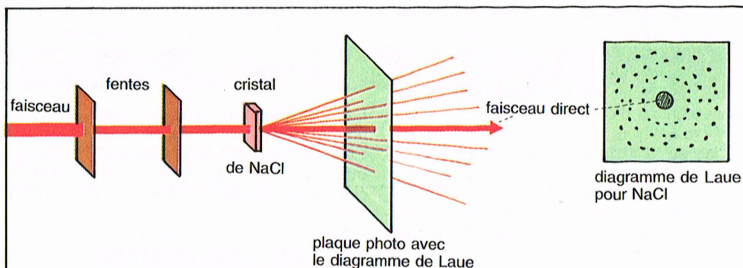
expression équivalente à la loi de Duane et Hunt.

2) Le spectre de raies, les **raies caractéristiques** des atomes constituant la cible. Ces raies forment des *séries* caractéristiques de chaque élément, composées chacune d'un petit nombre de raies (contrairement aux spectres optiques) et désignées par les lettres K, L, M... La lettre K correspond aux plus grandes énergies, c.-à-d. aux plus courtes longueurs d'onde. A l'intérieur d'une série, les lettres grecques désignent les différentes raies : ainsi K_α , K_β ... Chaque série se termine par une raie limite. Fréquence de la raie de plus grande longueur d'onde dans la série K, la raie K_α : donnée par la **loi de Moseley**, d'après HENRY MOSELEY (1887-1915) :

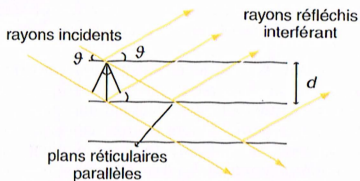
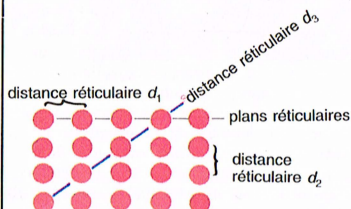
$$\nu_{K\alpha} = \frac{3}{4} R'_{\infty} (Z-1)^2$$

$R'_{\infty} = 3,2898 \times 10^{15} \text{ Hz}$: fréquence de Rydberg ; Z : numéro atomique du matériau constituant l'anode.

On a des relations analogues pour les autres raies.

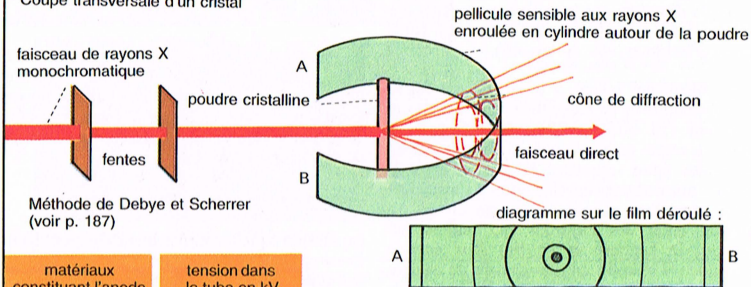


Interférences de rayons X par la méthode de Laue



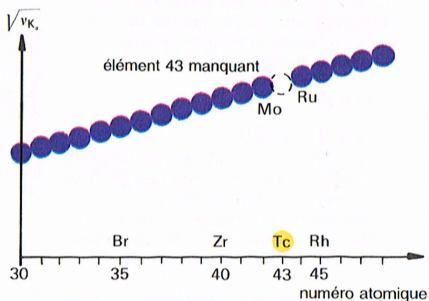
Condition de réflexion de Bragg :
 $k\lambda = 2d \sin \vartheta$

Coupe transversale d'un cristal

Méthode de Debye et Scherrer
(voir p. 187)

matériaux constituant l'anode	tension dans le tube en kV
béryllium	0,112
magnésium	1,30
aluminium	1,56
titane	4,97
chrome	5,99
fer	7,11
nickel	8,34
cuivre	8,98
zinc	9,66
molybdène	20,0
argent	25,5
baryum	37,4
tantale	67,5
tungstène	69,5
osmium	73,9
or	80,7
plomb	87,9
bismuth	90,5
uranium	115

Tension d'excitation min. pour la série K



Découverte du technétium par spectroscopie de rayons X

Application : si l'on porte graphiquement $\sqrt{V_{K\alpha}}$ en fonction de Z , on obtient des points alignés. A l'époque de la construction de cette courbe (1925), on trouva entre Mo et Ru une lacune que l'on combla en prédisant l'existence d'un nouvel élément, le technétium, découvert en 1937.

Origine des raies. Sous l'action du choc des électrons, des atomes de l'anticathode s'ionisent. Un électron d'une couche profonde est expulsé, sa place est prise par un électron d'une couche plus éloignée du noyau. Soit W_i et W_f les énergies initiale et finale de l'atome, la fréquence ν de la raie émise est telle que :

$$h\nu = W_i - W_f$$

Dans l'atome, les électrons ont des niveaux d'énergie déterminés, peu nombreux pour les couches profondes qui interviennent dans l'émission des rayons X (alors qu'en optique les couches concernées sont superficielles et les niveaux nombreux) : l'énergie du photon est déterminée, d'où un petit nombre de raies caractéristiques dont la fréquence dépend du numéro atomique. La limite d'une série correspond à l'électron non lié au noyau (ionisation).

Autre différence essentielle avec l'optique : les raies émises ne dépendent que de la nature de l'atome et non de ses liaisons chimiques.

Interaction des rayons X avec la matière (voir fig. p. 186)

Si un faisceau de rayons X traverse la matière, son intensité diminue, c'est l'*affaiblissement*. Soit d l'épaisseur de la couche de matière, I l'intensité du faisceau au-delà de la couche, I_0 celle à la surface de la couche, c.-à-d. pour $d = 0$. On a :

$$I = I_0 e^{-\mu d}$$

μ est le **coefficient linéaire d'affaiblissement**, il s'exprime en m^{-1} et dépend de λ et du matériau.

On utilise aussi le **coefficient massique d'affaiblissement**, $\mu_m = \mu / \rho$, ρ étant la masse volumique de l'écran. μ_m s'exprime en m^2 / kg , ou plus souvent en cm^2 / kg .

On appelle **épaisseur de demi-atténuation** E (voir fig. p. 188) l'épaisseur d'une couche telle que, derrière elle, l'intensité du faisceau soit réduite à la moitié de la valeur initiale. Elle est égale à $0,693 / \mu$.

Pour la lumière (voir p. 147), la définition de E ne fait intervenir que l'absorption ; dans le domaine X, il intervient aussi un autre phénomène : la direction de propagation de chaque rayon varie. C'est la **diffusion**, décrite par :

$$I = I_0 e^{-\sigma d}$$

σ : coefficient linéaire de diffusion, exprimé en m^{-1} , dépendant de λ et du matériau. On a :

$$\mu = \sigma + a$$

a est le coefficient linéaire d'absorption.

On distingue deux sortes de diffusions :

– La **diffusion élastique** ou **cohérente** : seule la direction de propagation d'un rayon varie, son énergie restant constante ; ce phénomène s'explique par la théorie classique de diffusion des ondes sur les électrons libres ;

– La **diffusion inélastique** ou **incohérente** change à la fois la direction de chaque rayon et son énergie, et ne s'explique que par la théorie quantique. L'une ou l'autre domine selon λ et le numéro atomique du corps.

Diffusion élastique

Après la découverte des rayons X, on tenta en vain de les diffracter sur les réseaux fabriqués pour l'optique : ils les traversaient sans déviation. Selon certains physiciens, c'étaient des flux de particules. D'autres optaient pour des ondes électromagnétiques de très courte longueur d'onde. Parmi eux, Max von Laue eut en 1912 l'idée que λ était de l'ordre de la distance des atomes dans un cristal : on pouvait tenter la diffraction sur ce réseau tridimensionnel naturel, expérience due à WALTHER FRIEDRICH (1883-1968) et PAUL KNIPPING (1883-1935) :

Un faisceau X étroit traverse une plaque de cristal (ex. : NaCl) taillée parallèlement aux faces, et arrive sur un film photographique. Chaque atome du cristal agit comme un nœud d'un réseau tridimensionnel, les rayons émergents interfèrent (voir p. 193) et il apparaît un motif, le **diagramme de Laue**.

Un rayon incident faisant l'angle θ avec la surface se réfléchit selon la loi de Snell-Descartes (voir p. 139). Mais, différence essentielle avec l'optique, les rayons X pénètrent dans les profondeurs du cristal : ils sont réfléchis, non seulement par sa surface extérieure, mais par tous ses plans atomiques. On appelle *plan réticulaire* tout plan passant par au moins trois nœuds non alignés ; il en contient une infinité. Tous les plans réticulaires, parallèles entre eux, forment une famille. Différence de marche entre les rayons réfléchis par deux plans réticulaires successifs distants de d (distance réticulaire) :

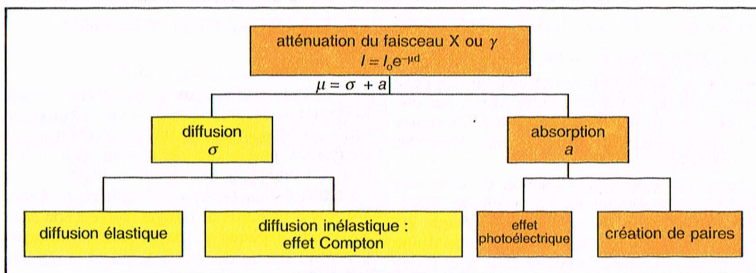
$$\delta = 2 d \sin \theta$$

On a un maximum d'intensité à la sortie si les rayons sont en phase, c.-à-d. si :

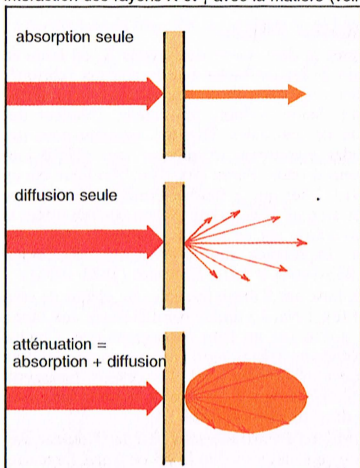
$$2 d \sin \theta = k \lambda ; k = 1, 2, 3, \dots$$

C'est la **condition de réflexion de Bragg**, qui tient son nom de W. H. BRAGG (1862-1942) et de son fils LAWRENCE BRAGG (1890-1971).

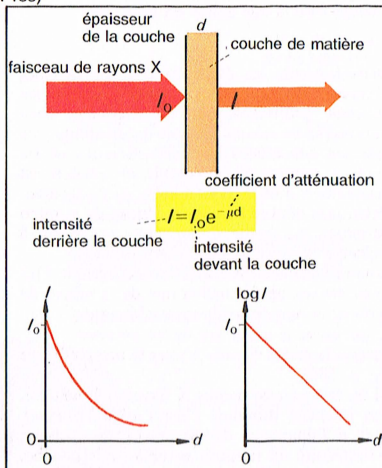
Chaque point du diagramme correspond à un plan réticulaire. La diffusion cohérente des rayons X est à l'origine de la **radiocristallographie**, qui renseigne sur la structure des molécules les plus complexes.



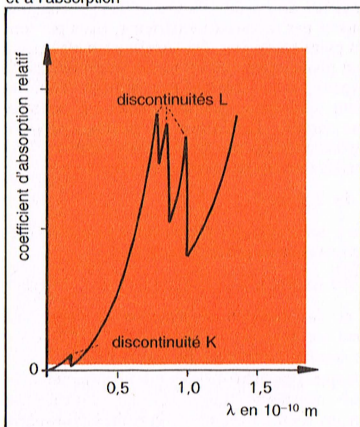
Interaction des rayons X et γ avec la matière (voir p. 185)



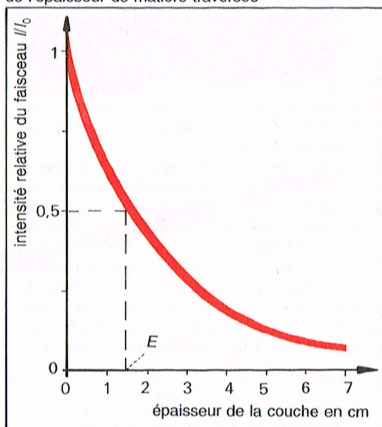
L'atténuation d'un faisceau est due à la diffusion et à l'absorption



Atténuation d'un faisceau en fonction de l'épaisseur de matière traversée



Discontinuités d'absorption pour le plomb



Absorption par le plomb du rayonnement γ de ^{60}Co

Méthode du cristal tournant

Le faisceau de rayons X tombe sur un cristal qui tourne lentement, de sorte que l'angle d'incidence varie constamment. Pour une longueur d'onde donnée, à chaque angle de rotation correspond une famille de plans réticulaires tels que la condition de réflexion de Bragg soit remplie. Si l'on utilise un cristal de structure connue, on peut en déduire le spectre des rayons X : c'est la *spectrographie X*.

La méthode **de Debye et Scherrer** (voir p. 184), d'après PETER DEBYE (1884-1966) et PAUL SCHERRER (1890-1969) est utilisée lorsqu'on n'a pas de cristaux assez grands pour l'analyse, cas fréquent. Un faisceau X monochromatique pénètre dans de la *poudre cristalline*, formée de microcristaux dont l'orientation par rapport au faisceau incident est aléatoire : il y en a toujours qui remplissent la condition de réflexion de Bragg. Les figures d'interférence sont sur des cônes de révolution autour du rayon incident, et sur le film on voit des *anneaux*.

Grâce à cette technique, on peut identifier la poudre.

Diffusion inélastique

En 1926, ARTHUR HOLLY COMPTON (1892-1962) découvrit dans le spectre du rayonnement diffusé, en plus de celui qui a la longueur d'onde du rayonnement incident, un autre rayonnement de longueur d'onde plus grande ; la différence $\Delta\lambda$ ne dépend pas de la nature du diffuseur, mais seulement de l'angle de diffusion θ par rapport à la direction du faisceau incident : c'est l'**effet Compton**, décrit par

$$\Delta\lambda = \lambda_c (1 - \cos \theta)$$

avec $\lambda_c = 2,43 \times 10^{-12}$ m : *longueur d'onde de Compton*.

L'effet Compton s'interprète en écrivant qu'un photon X heurte un électron considéré comme libre et au repos : il lui transmet une partie de son énergie et le met en mouvement, donc la longueur d'onde du photon diffusé est plus grande que celle du photon incident.

Absorption des rayons X et γ

Lors de l'absorption du rayonnement X ou γ par un matériau d'épaisseur d , l'intensité du faisceau diminue selon la *loi d'absorption* :

$$I = I_0 e^{-ad}$$

Le **coefficient linéaire d'absorption**, a , s'exprime en m^{-1} .

On définit le **coefficient massique d'absorption** qui est égal à a/ρ .

Nous verrons plus loin (p. 189) que l'absorption γ s'accompagne en général d'un phénomène spécifique. L'absorption X, elle, est

un effet photoélectrique (voir p. 305) : dans celui-ci, un photon visible ou UV qui heurte un atome métallique est complètement absorbé si son énergie est suffisante ; il disparaît et il apparaît un électron d'énergie cinétique calculable.

Les photons X, quant à eux, ont une énergie bien plus grande que les photons visibles et UV ; donc lorsqu'ils rencontrent des molécules, ils sont capables de briser les liens entre les atomes, qui sont assurés par les électrons, avant de libérer ces derniers ; ainsi la matière s'ionise.

Un électron émis peut entrer en collision avec d'autres atomes, qui ainsi sont ionisés de proche en proche. Ce phénomène est le principe de nombreux détecteurs de rayons X (voir p. 189) et du compteur Geiger-Müller (voir p. 323) ; il est aussi à l'origine des lésions de la matière vivante par les rayons X.

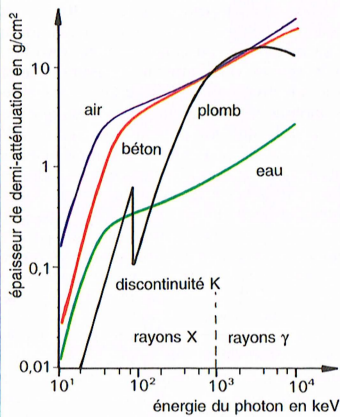
L'atome ionisé retombe dans l'état initial en émettant le rayonnement X caractéristique (voir p. 185) : ce rayonnement est dit de *fluorescence*.

L'électron émis demeure en général dans le matériau absorbeur : l'énergie du photon est finalement transformée en chaleur.

Lors de l'**effet photoélectrique interne**, l'énergie libérée par la chute d'un électron sur la couche où une place est vacante peut, au lieu d'apparaître sous forme de photon, être utilisée pour éjecter un autre électron, appelé **électron d'Auger** : le photon X libère alors deux électrons.

Le coefficient d'absorption photoélectrique, τ , dépend de la longueur d'onde λ du rayon X et du numéro atomique Z du corps : il est proportionnel à Z^3 . Pour un élément donné, l'absorption est d'autant plus faible que la longueur d'onde est plus courte : les rayons « durs » sont plus pénétrants que les « mous ». Si on trace la courbe de τ en fonction de λ , on obtient des branches de courbes le long desquelles τ est proportionnel à λ^3 , séparées par de brusques discontinuités : τ augmente brusquement pour des valeurs de λ qui correspondent aux limites des séries du rayonnement X caractéristique (voir pp. 183-185). Il y a une discontinuité K ; les autres sont multiples, car les couches suivantes se décomposent : 3 sous-couches L, 5 sous-couches M...

On interprète ces discontinuités de la façon suivante : un atome s'ionise si l'énergie du photon incident est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron éjecté ; pour toute longueur d'onde inférieure, par exemple à celle correspondant au niveau L, il y a une certaine probabilité pour que le photon qui rencontre un atome arrache un électron et lui communique de l'énergie cinétique. Cette probabilité diminue quand λ diminue. Quand l'énergie du photon atteint celle de la couche K, un électron peut maintenant être arraché à cette dernière, avec une probabilité bien plus grande, sans que le processus s'arrête pour la couche L.



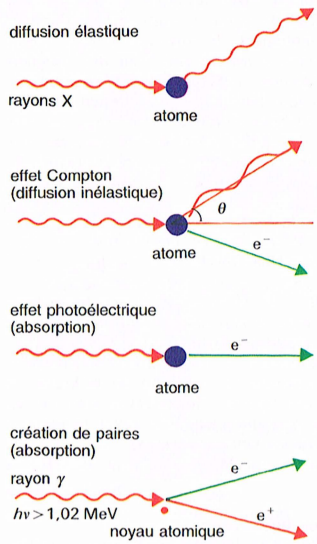
Épaisseur de demi-atténuation de quelques substances (voir p. 185)

élément	énergie d'ionisation W en eV
Cs	3,89
Na	5,14
Li	5,39
Al	5,98
U	6,08
Pb	7,42
Ag	7,57
Cu	7,72
Fe	7,87
Si	8,15
S	10,4
C	11,3
H	13,6
He	24,5

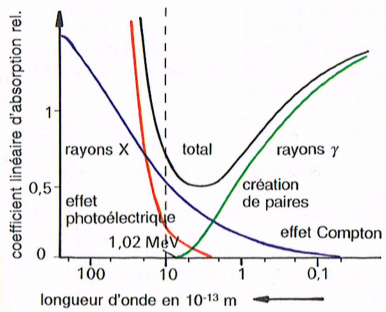
Énergie d'ionisation de quelques éléments

élément	a / ρ en m^2/kg
H	0,00318
Be	0,00159
C	0,00192
O	0,00206
Al	0,00229
Fe	0,00299
Ni	0,00319
Cu	0,00310
Ag	0,00387
W	0,00488
Au	0,00509
Pb	0,00518
U	0,00552

Coefficient massique d'absorption a / ρ de rayons γ de 10 MeV pour différents éléments



Interaction des rayons X et γ avec la matière



Parts relatives de l'absorption des rayons X et γ par effet photoélectrique, effet Compton et créations de paires dans le plomb

élément	$\lambda_1 = 10^{-9} \text{ m}$	$\lambda_2 = 10^{-10} \text{ m}$
C	106	0,136
O	254	0,313
Al	500	1,41
Ni	454	12,1
Cu	503	13,0
Ag	270	7,3

Coefficient massique d'absorption de rayons X ayant deux longueurs d'onde différentes λ_1 et λ_2 , pour divers éléments

Dosimétrie des rayons X. Applications des rayons X

La **création de paires**, découverte en 1932 par CARL ANDERSON (1905-1991 ; prix Nobel 1936) est la **matérialisation** d'un photon γ , c.-à-d. sa transformation en un couple électron-positron quand il heurte un noyau atomique. L'énergie se conserve, donc l'énergie seuil du photon, E_s , est égale au double de l'équivalent en énergie de la masse au repos de l'électron, m ; c étant la vitesse de la lumière, on a :

$$E_s = 2 m c^2 = 2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot (3 \cdot 10^8)^2 \text{ J}$$

$$= 2 \cdot 8,2 \cdot 10^{-14} / 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ eV}$$

$$= 2 \cdot 0,51 \text{ MeV} = 1,02 \text{ MeV}$$

Si l'énergie du photon, E , est $> E_s$, la différence devient de l'énergie cinétique pour le couple (e^- , e^+).

Pour l'absorption par création de paires, on a :

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

μ , coefficient d'absorption linéaire pour la création de paires, n'est > 0 qu'au-dessus du seuil d'énergie ; aux énergies élevées, μ est supérieur aux coefficients d'absorption linéaire par effet Compton et par effet photoélectrique.

Ainsi, pour $\lambda < 3 \cdot 10^{-14} \text{ m}$, c.-à-d. si $E > 40 \text{ MeV}$, dans le plomb la création de paires participe à l'absorption à 80 %.

Détecteurs de rayons X : plaque photo, écran fluorescent, compteur à scintillation, chambre à ionisation...

Émulsion photo : comme les photons lumineux, les photons X libèrent dans le bromure d'argent de l'émulsion photo des électrons ; arrachés aux ions bromure, ils se combinent, sous l'action du révélateur, aux ions argent pour donner des atomes d'argent qui noircissent le film. Pour augmenter la sensibilité qui est faible, on augmente la taille du grain et l'épaisseur de l'émulsion ; on émulsionne le film sur ses deux faces.

Fluorescence : certaines substances absorbent les rayons X en émettant un rayonnement électromagnétique de longueur d'onde plus grande : ainsi le platino-cyanure de baryum émet de la lumière verte. Ce phénomène est utilisé dans différents détecteurs : par ex. la **radioscopie**, technique qualitative longtemps utilisée pour les examens médicaux, consistait à interposer entre la source X et le patient un écran fluorescent où son ombre se projetait.

Compteur à scintillation : quelques cristaux transparents, comme NaI dopé avec des traces de Tl, émettent des photons dans le domaine visible lorsqu'ils reçoivent un rayonnement électromagnétique à ondes courtes : cet éclair

est transformé en impulsion électrique par un photomultiplicateur.

Chambre à ionisation (voir p. 323) : un faisceau de rayons X qui traverse une enceinte remplie d'un gaz inerte où règne un champ électrique de quelques centaines de volts, l'ionise et les électrons collectés par la plaque positive forment un courant proportionnel au nombre de photons absorbés et dont l'intensité vaut 10^{-8} à 10^{-12} A .

Mentionnons encore les *détecteurs à effet photoélectrique* (voir p. 187), et d'autres compteurs dont nous dirons, sans entrer dans les détails, que le principe consiste à enregistrer une autre donnée en même temps que les photons X.

Dosimétrie

La **dosimétrie des rayons X** traite du rayonnement X absorbé dans le matériau irradié.

La **dose absorbée** est l'énergie absorbée par unité de masse de substance irradiée. L'unité S.I. de dose est le Gray Gy, qui vient du nom de LOUIS GRAY (1905-1965). C'est la dose reçue par un matériau irradié qui absorbe un joule par kilogramme.

On utilise aussi le rad, qui vaut 10^{-2} Gy .

L'énergie absorbée n'est pas directement mesurable : on peut la calculer grâce à une autre grandeur qui mesure l'ionisation dans l'air des rayons X et γ et est accessible avec la **chambre à ionisation** (voir ci-dessus), l'**exposition**, mesurée en röntgen R :

$$1 \text{ R} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ C} \cdot \text{kg}^{-1}$$

Les effets biologiques des rayons X reposent surtout sur l'énergie transmise dans le tissu vivant par les photoélectrons. Or les coefficients d'absorption linéaire sont à peu près les mêmes pour l'air et pour les tissus vivants : donc quand on utilise les rayons à des fins médicales (voir ci-dessous), on peut utiliser l'exposition comme mesure de la dose.

Application des rayons X

Les propriétés des rayons X donnent lieu à un certain nombre d'applications :

1) En médecine :

Diagnostics grâce à la **radiographie** qui permet d'observer l'intérieur du corps humain. Les doses reçues par le patient sont faibles.

A fortes doses, les rayons X sont utilisés à des fins **thérapeutiques**, pour détruire des tissus malades, cancéreux en particulier.

2) Dans l'industrie, contrôle de pièces.

3) Détermination de la structure des cristaux et des molécules.

4) Spectrographie X : détermination des niveaux d'énergie des électrons des atomes.

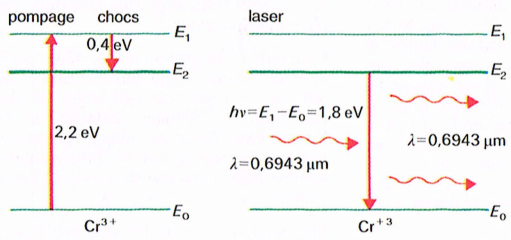
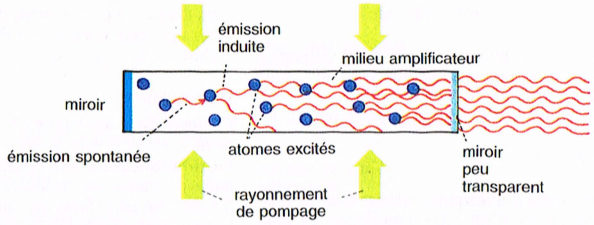
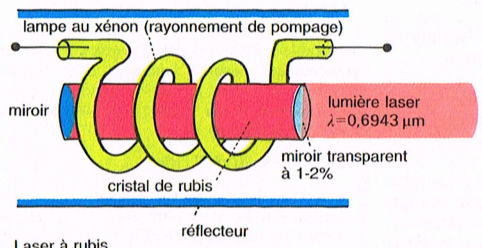


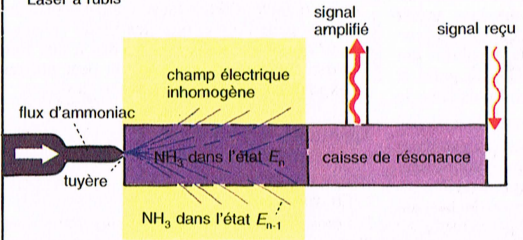
Schéma du laser à rubis



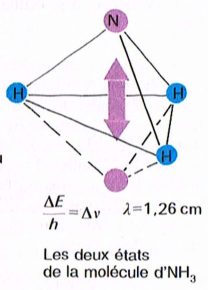
L'émission spontanée déclenche l'émission induite



Laser à rubis



Amplificateur moléculaire



1960 première réalisation du laser	T.H. Maiman
1964 soins de la rétine	M. Flocks, H.C. Zweig
1965 incisions diverses en chirurgie	C.K. Patel
1979 effacement de tatouages	D. Apfelberg entre autres
1979 opération de l'ulcère à l'estomac	P. Kieffer entre autres
1981 opération de la cataracte	D. Aron-Rosa
1985 débouchage d'artères	Texas University

L'énergie E des atomes, des molécules et des ions ne peut prendre que des valeurs discrètes. Ces niveaux d'énergie sont normalement occupés selon la répartition de Boltzmann : l'énergie la plus probable est la plus petite possible, c'est l'état fondamental E_0 .

Un rayonnement qui rencontre un atome est absorbé si son énergie est égale à la différence d'énergie ΔE entre deux niveaux d'énergie. L'atome, qui se trouvait dans un certain état d'énergie (fondamental ou autre) est alors porté à un état excité. En un temps très court, de l'ordre de 10^{-7} s ou moins, il se désexcite en réémettant l'énergie absorbée. En général spontanée, cette émission peut aussi être provoquée par un photon d'énergie ΔE qui n'est pas absorbé, c'est l'**émission induite**. Il apparaît alors deux photons d'énergie ΔE : le rayonnement est renforcé.

Si ce renforcement a lieu dans le domaine visible, IR ou UV , on a affaire à un **LASER** (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). S'il a lieu dans le domaine des micro-ondes, on a un **MASER** (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation).

Le photon émis peut stimuler une émission dans un atome voisin : si le processus se renouvelle n fois, on a une amplification d'un facteur 2^n : un groupe d'atomes émet une bouffée de rayons laser ou maser en très peu de temps.

Le premier maser fut mis au point en 1954 par CHARLES HARD TOWNES (né en 1915). Le premier laser fut réalisé en 1960 par THEODOR HAROLD MAIMAN (né en 1927).

Pour que le laser fonctionne, il faut qu'il y ait plus d'atomes excités que la distribution de Boltzmann ne le prévoit : on doit réaliser ce qu'on appelle une *inversion de populations*, processus analogue à un **pompage**, qui augmente l'énergie d'une masse d'eau en l'élevant au-dessus de son niveau initial. Le **pompage optique** a été imaginé en 1949 par ALFRED KASTLER (1902-1984) avec le **laser à rubis**.

Principe du **laser à trois niveaux** : le rubis est un cristal de Al_2O_3 où quelques ions Al^{3+} ont été remplacés par des ions Cr^{3+} . Un tube à décharge rempli de xénon, enroulé en hélice autour du cristal, émet des éclairs de lumière blanche dont certaines radiations vertes sont absorbées par les ions Cr^{3+} qui passent ainsi de l'état fondamental $E_0 = 0$ à un état excité $E_1 = 2,2$ eV. Là, des chocs non radiatifs en font passer, en 10^{-9} s environ, une grande partie dans un autre état excité E_2 un peu plus bas que le précédent : $E_1 - E_2 = 0,4$ eV. Quelques ions se désexcitent en retournant, par émission spontanée, au niveau de départ, et les photons émis stimulent à leur tour la même émission dans d'autres ions. Le processus dure environ 10^{-9} s ; la longueur d'onde correspondant à la transition $E_2 - E_0$ est égale à 0,6943 μm , la lumière émise a la couleur rose du rubis.

Dans le **laser à He-Ne**, le milieu amplificateur est un gaz (15 % d'He, 85 % de Ne). Le tube rempli de ce mélange est soumis à une haute tension, ce qui produit une décharge et excite un grand nombre d'atomes d'hélium ; leurs chocs avec les atomes de néon produisent chez ceux-ci une inversion de populations, d'où l'émission d'une lumière laser ; la longueur d'onde de la raie la plus intense est voisine de 0,632 8 μm (rouge).

Propriétés du rayonnement laser

1) **Monochromatisme**. Il y a émission d'une seule longueur d'onde discrète, ou d'un très petit nombre de longueurs d'onde, avec des raies spectrales très fines : soit $\delta\lambda$ la largeur de la raie pour une intensité moitié du maximum, on appelle coefficient de finesse le rapport $\delta\lambda/\lambda$, il est de l'ordre de 10^{13} , soit des millions de fois celui des raies « naturelles ».

2) **Cohérence**. Les ondes électromagnétiques émises sont en phase. La longueur de cohérence (voir p. 193) est de 300 km environ.

3) **Parallélisme**. On constitue un résonateur avec deux miroirs parallèles face à face. La lumière est renvoyée d'une extrémité à l'autre, il peut s'établir des ondes stationnaires.

Exemple du laser à rubis : soit n l'indice de réfraction de la cavité, λ la longueur d'onde de la lumière, et l la longueur du cristal. On a :

$$n l = k \lambda / 2$$

k est un entier de l'ordre de 10^4 . L'un des miroirs a un facteur de transmission de quelques %, la lumière sort en le traversant.

Si d est le diamètre du cristal constituant un laser solide, la **divergence angulaire** du faisceau est $\approx \lambda/d$. Pour $d = 1$ cm, un laser à rubis éclaire sur la lune un cercle de 30 km de diamètre environ.

4) **Intensité énergétique** : elle peut être $> 10^{10}$ W/cm², plusieurs millions de fois celle du Soleil.

Applications du laser

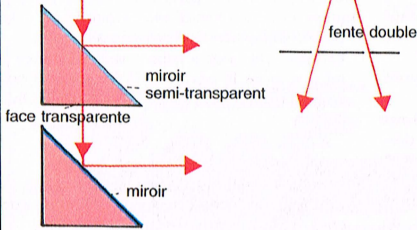
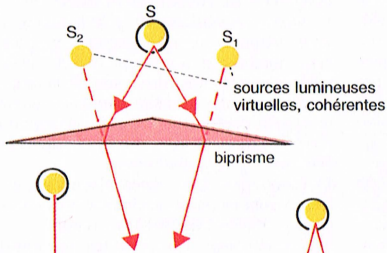
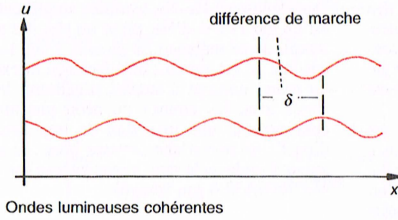
Microchirurgie, cancérologie, microméatallurgie. On peut cibler une zone de diamètre λ . **Télémétrie** fondée sur la mesure du temps mis par la lumière pour effectuer un aller et retour. **Transmission d'informations**.

Réalisation d'hologrammes (voir p. 197).

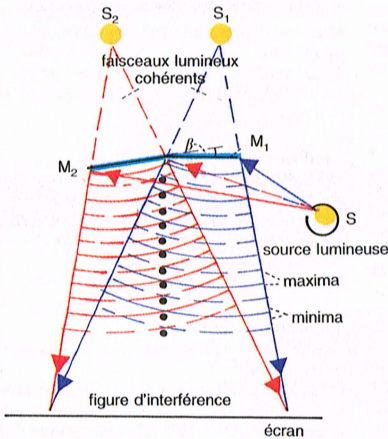
Applications du maser

Amplificateur à faible bruit : on peut capter des signaux $< 10^{-25}$ W.

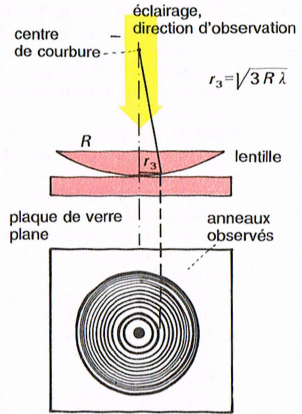
L'**horloge à NH₃** utilise les oscillations propres de cette molécule : elles donnent une fréquence maser de $2,3870 \times 10^{10}$ Hz et permettent de stabiliser un oscillateur à quartz. Cette **horloge atomique** dévie moins de 10^{-6} s par an.



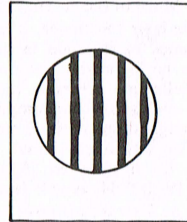
Fabrication de faisceaux lumineux cohérents



Expérience des miroirs de Fresnel



Anneaux de Newton avec observation par réflexion



Figures d'interférence

On a longtemps discuté sur la nature de la lumière. En 1690, CHRISTIAAN HUYGENS la considérait comme un phénomène ondulatoire. En 1704, ISAAC NEWTON la décrivait comme un flux de particules.

Cette **dualité de la lumière** est confirmée par deux types d'expériences : les phénomènes d'interférences et de diffraction mettent en évidence son aspect *ondulatoire* ; l'effet photoélectrique et l'effet Compton ne peuvent en revanche s'interpréter qu'avec son aspect *corpusculaire*. On résout aujourd'hui cette contradiction grâce à l'idée de **complémentarité** introduite par la théorie des quanta.

On appelle **interférence** le phénomène qui peut se produire dans une région où les ondes émises par deux ou plusieurs sources se superposent. Elle n'a lieu qu'avec des sources sinusoïdales de même fréquence et cohérentes.

Deux sources d'ondes sinusoïdales de même fréquence ou longueur d'onde sont **cohérentes** si leur différence de phases reste constante.

Les ondes non sinusoïdales interfèrent aussi, si ce sont des fonctions du temps identiques et si leur différence de phase ne varie pas.

Deux sources *incohérentes* ne donnent pas d'interférences, leurs intensités s'ajoutent.

Si l'on veut observer des interférences, on doit fractionner la lumière venant d'une source relativement petite, ce qui est possible grâce à des miroirs, des prismes ou des fentes. La différence de phases dépend des distances parcourues par la lumière dans chacun des deux faisceaux.

Ces distances ne doivent pas être trop grandes ; en effet chaque source émet un train d'ondes de longueur finie, la **longueur de cohérence** L . Pour des sources normales, L n'est que de quelques m ; pour le laser, elle peut atteindre plusieurs centaines de km.

Soit δ la différence de marche entre les deux ondes et λ leur longueur d'onde. Il y a **extinction** si les ondes sont en *opposition de phase*, c.-à-d. si

$$\delta = (2k + 1)\lambda/2 ; k \text{ est un entier.}$$

Il y a **renforcement** si les ondes sont en *phase* :

$$\delta = k \lambda$$

k s'appelle l'**ordre d'interférence**.

Expérience du miroir de Fresnel, réalisée en 1819 par AUGUSTIN FRESNEL (1788-1827).

Une source lumineuse monochromatique S se trouve devant deux miroirs M_1 et M_2 très peu inclinés l'un sur l'autre : ils en donnent deux images virtuelles S_1 et S_2 , sources cohérentes dont les ondes interfèrent. Les lieux des points ayant même ordre d'interférence sont des hyperboloïdes de révolution de foyers S_1 et S_2 ; leur section par un écran parallèle au plan bissecteur des miroirs est une **figure d'interférence** faite

de raies alternativement claires et sombres, les *franges d'interférence*. On occulte la lumière directe pour ne pas éclairer l'écran.

Si l'écran est à la distance D des miroirs, la distance entre S_1 et S_2 , étant $a \ll D$, l'*interfrange*, distance entre deux franges claires ou deux franges sombres, est :

$$i = \lambda D / a$$

Soit β l'angle des miroirs et l leur distance à S :

$$i = \lambda D / 2l \beta$$

Exemple : Avec la lumière jaune de la raie du sodium ($\lambda = 589 \text{ nm}$), pour $\beta = 30'$, $D = 1 \text{ m}$ et $l = 3 \text{ cm}$, on trouve $i = 1 \text{ mm}$.

En lumière blanche, chaque longueur d'onde donne son système de franges, i augmentant avec λ . La frange centrale est blanche.

Pour obtenir deux faisceaux cohérents à partir d'une source, Fresnel a aussi utilisé un *biprisme* ; THOMAS YOUNG (1773-1829) a mis au point une fente double diffractante (voir p. 195).

Franges localisées

Les **anneaux de Newton** sont des franges d'interférence obtenues en posant une lentille plan-convexe de grand rayon de courbure R sur une plaque de verre plane. L'ensemble est éclairé par en haut en lumière parallèle et observé par réflexion ou par transmission. En lumière monochromatique de longueur d'onde λ apparaissent des cercles concentriques alternativement brillants et sombres, en lumière blanche on voit des cercles colorés. Il y a interférence entre les ondes lumineuses sur les surfaces frontières entre le verre et l'air (lentille) et entre l'air et le verre (plaque) ; la différence de marche dépend de l'épaisseur de la couche d'air. Le centre est sombre ou brillant selon que l'on regarde par réflexion ou par transmission.

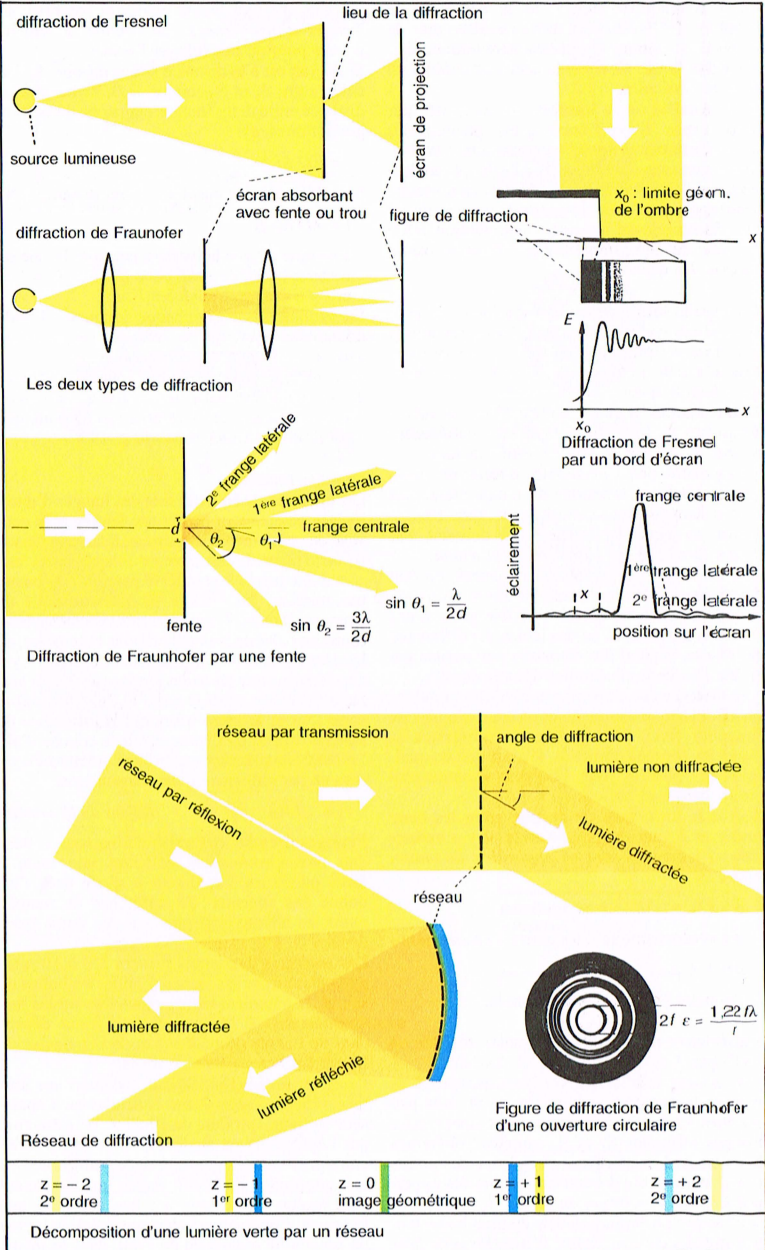
$$r_k = \sqrt{kR\lambda}$$

Rayon du k^{e} anneau

Franges d'égale inclinaison. Une source étendue monochromatique éclairant une lame à faces parallèles d'épaisseur e située dans l'air donne des anneaux : la différence de marche entre les rayons réfléchis sur les deux faces dépend de l'incidence.

Les **couleurs des lames minces** (10 à 10^3 nm) apparaissent sur les taches d'huile, les bulles de savon... La lumière blanche interfère sur les surfaces limites. Il manque des radiations dépendant de l'angle d'incidence et de l'épaisseur de la couche, ces objets sont irisés.

Couches anti-reflet. Si l'on recouvre une surface réfléchissante d'une couche dont l'épaisseur optique (produit de l'indice de réfraction par l'épaisseur) est égale à $\lambda/4$, les ondes réfléchies pour cette longueur d'onde sont éteintes si les amplitudes des deux ondes qui interfèrent sont égales. Ce résultat n'a lieu que pour une longueur d'onde : on choisit en général la région de sensibilité maximale de l'œil, dans le jaune.



Si on observe les ombres avec précision, on remarque que leur limite géométrique n'est pas nette comme celle des faisceaux lumineux : cet aspect provient des phénomènes de **diffraction**, dus au fait que lorsque la lumière rencontre des trous ou des obstacles de dimensions voisines de sa longueur d'onde, elle ne se propage plus en ligne droite ; il y a interférence (voir p. 193) entre les lumières diffractées.

Exemples : Les ondes sonores contournent les obstacles ainsi que les ondes radio, ondes électromagnétiques de même longueur d'onde.

La **diffraction de Fresnel**, d'après AUGUSTIN FRESNEL (1788-1827), appelée encore **diffraction à distance finie**, se manifeste dans l'ombre d'un obstacle (bord d'écran, fil...), ou quand la lumière issue d'une source ponctuelle traverse un petit trou. En lumière monochromatique, on voit dans le premier cas des raies alternativement claires et sombres, les *franges de diffraction* ; dans le second cas des anneaux.

Dans la **diffraction de Fraunhofer**, d'après JOSEPH FRAUNHOFER (1787-1826), dite aussi **diffraction à l'infini**, la source est placée au foyer d'une lentille : l'ouverture diffractante est éclairée en lumière parallèle. On observe la diffraction au foyer d'une seconde lentille. Les rayons qui interfèrent sont parallèles, ce qui simplifie les calculs.

Diffraction de Fraunhofer par une fente de largeur d normale à la direction de propagation D'après le *principe de Huygens-Fresnel*, chaque point de la fente se comporte comme une source secondaire qui émet une onde sphérique interférant avec les ondes voisines.

On cherche l'intensité dans une direction faisant l'angle θ avec l'axe. En décomposant la fente en éléments symétriques par rapport à celui-ci, on montre qu'il y a extinction si

$$d \sin \theta = k \lambda$$

avec λ longueur d'onde de la lumière ; k est un entier positif ou négatif de valeur absolue ≥ 1 .

Il y a renforcement maximal si $k = 0$ (pas de déviation) ou si $|k|$ est un multiple impair de 1/2. Sur un écran apparaissent des **franges de diffraction** alternativement sombres et claires. La frange centrale est deux fois plus large et beaucoup plus brillante que les franges latérales, dont l'intensité diminue quand $|k|$ augmente. Soit f la distance focale de la lentille de projection, la distance entre deux franges latérales voisines est :

$$x = \lambda f / d$$

En lumière blanche, les figures de diffraction correspondant à chaque longueur d'onde se superposent : on voit des franges colorées.

Les **réseaux de diffraction**, mis au point par JOSEPH FRAUNHOFER en 1821, se composent de très nombreuses fentes fines parallèles et équidistantes. On appelle *pas du réseau* la dis-

tance a entre deux fentes successives, en général exprimée en mm. On caractérise aussi les réseaux par $1/a$, nombre de fentes par mm. On sait réaliser des réseaux pour lesquels $1/a = 10^3 \text{ mm}^{-1}$, comportant plus de 10^5 fentes. Éclairé normalement, un réseau diffracte la lumière par chaque fente. Dans une direction faisant l'angle θ avec la normale à la plaque, on observe un maximum de lumière si la différence de marche δ entre deux rayons issus de deux fentes successives est :

$$\delta = a \sin \theta = p \lambda ; p \text{ entier } \geq 0 \text{ ou } < 0$$

Plus les fentes sont nombreuses, plus le maximum est étroit et intense.

Pour chaque valeur non nulle de p , θ dépend de λ : le réseau *décompose* la lumière blanche comme le prisme (voir pp. 145 et 199) ; mais contrairement à ce dernier, il dévie plus le rouge que le bleu. Le nombre p s'appelle l'*ordre* du spectre.

Pouvoir de résolution d'un réseau à N fentes :

$$\lambda / \Delta \lambda = N p$$

$\Delta \lambda$: écart de longueurs d'onde encore séparables.

Exemple : Si l'on veut résoudre le doublet de la raie jaune de Na (0,5890 et 0,5896 μm), on a $\lambda / \Delta \lambda = 0,5893 / 0,006$: il faut un réseau de 327 fentes pour le spectre du 3^e ordre.

Les **réseaux par transmission** sont formés de fentes parallèles creusées dans une plaque de verre.

Les **réseaux échellette** ou **réseaux par réflexion**, composés de facettes réfléchissantes faisant un angle constant avec une surface métallique, sont bien adaptés aux UV et IR qu'ils n'absorbent pas. On les fabrique sous forme de miroirs concaves insérés dans le *cercle de Rowland*, d'après HENRY ROWLAND (1848-1901).

Des réseaux à trois dimensions, ayant le plus petit pas connu, sont constitués par les *cristaux*, qui diffractent des ondes très courtes (rayons X) en donnant des figures plus complexes que les réseaux linéaires.

Diffraction par une ouverture circulaire de rayon r . On voit un disque clair, entouré d'anneaux moins intenses alternativement sombres et clairs, et ayant pour rayon angulaire :

$$e = 0,61 \lambda / r$$

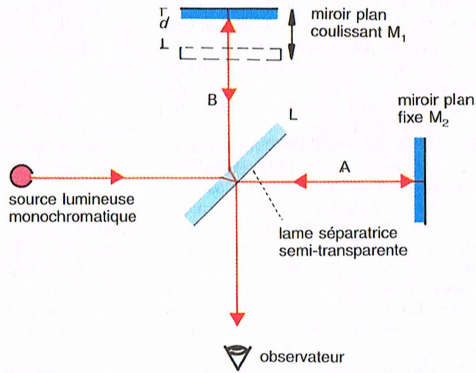
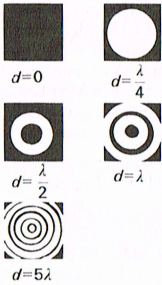
C'est ainsi que, par temps de brouillard, on voit autour d'une source lumineuse des cercles colorés, dus à des diffractions multiples sur les gouttes d'eau.

Dans le plan focal d'une lentille de distance focale f , le rayon de la tache de diffraction est :

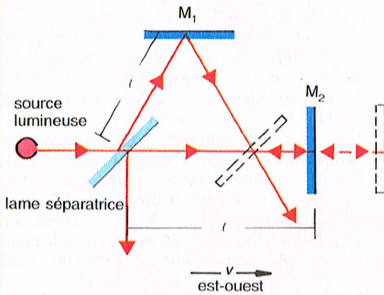
$$f e = 0,61 f \lambda / r$$

Chaque point d'un objet donne à travers un instrument d'optique sa tache de diffraction : e détermine le pouvoir séparateur (voir p. 155).

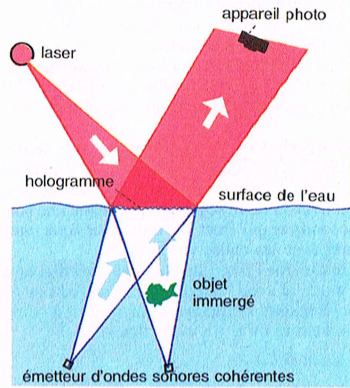
champ de vision pour différentes valeurs de d



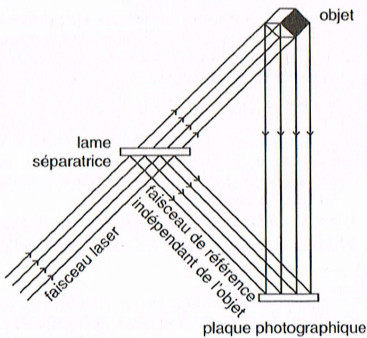
Interféromètre de Michelson, simplifié



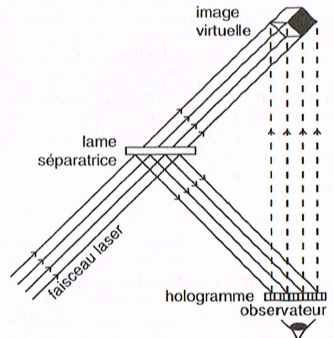
Expérience de Michelson et Morley



Holographie acoustique



Holographie



Les **interféromètres** permettent des mesures très précises de distances ou d'écartes fondées sur les interférences d'ondes électromagnétiques.

Interféromètre de Michelson, inventé par ALBERT MICHELSON (1852-1931 ; prix Nobel 1907). Un faisceau lumineux monochromatique est séparé en deux par une lame semi-transparente L (*lame séparatrice*) inclinée à 45° sur lui : A poursuit sa trajectoire, B est réfléchi et dévié de 90°. Les deux faisceaux sont alors réfléchis sur eux-mêmes par les miroirs plans M₁ et M₂ et atteignent L à nouveau. A est réfléchi et B est transmis. A et B se réunissent, interfèrent et se dirigent vers l'observateur ou la cellule photoélectrique. M₂ est fixe ; M₁ peut se déplacer dans la direction de B, ou tourner.

Supposons les miroirs M₁ et M₂ rigoureusement perpendiculaires, et équidistants de L au départ. Soit d le déplacement de M₁ par rapport à sa position initiale, et M'₂ le symétrique de M₂ par rapport à L : on montre que l'interféromètre équivaut à la lame à faces parallèles M₁M'₂ d'épaisseur d : on obtient des franges d'égale inclinaison (voir p. 193). La différence de marche δ entre les rayons des faisceaux A et B, correspondant à un même rayon incident est égale à $\lambda/2$ (terme introduit par la réflexion du faisceau A sur la lame L), plus un terme proportionnel à $2d$ et dépendant de l'inclinaison du rayon incident ; l'aspect de l'écran varie avec d .

Si $d = 0$, $\delta = 0$; quelle que soit l'inclinaison du rayon le champ de vision est sombre partout.

Pour $d \neq 0$, δ ne dépend que de l'incidence : on voit des anneaux à centre noir ou clair selon la valeur de d .

Si d augmente, les rayons des anneaux augmentent et on en voit de nouveaux apparaître au centre. Si d diminue, les anneaux se déplacent vers le centre où ils s'évanouissent. Quand on passe d'un anneau au voisin, δ varie de $\lambda/2$. En comptant les anneaux qui apparaissent ou disparaissent, on connaît d à 10^{-9} m près.

Expérience de Michelson-Morley (1887 ; EDWARD MORLEY, 1838-1923). S'il existait un « éther » au repos absolu dans l'espace, dans lequel se propageraient les ondes électromagnétiques, la vitesse de révolution de la Terre, v , qui vaut 30 km / s, devrait se composer avec la vitesse de la lumière, c .

Supposons que les deux trajectoires dans l'interféromètre ont la même longueur l ; si l'une des deux, par ex. celle suivie par la lumière pour aller de L à M₂, est parallèle à la direction est-ouest, la lumière a la vitesse $(c + v)$ dans un sens et $(c - v)$ dans l'autre, donc le temps mis par A pour un aller et retour est :

$$t_1 = l / (c + v) + l / (c - v) = 2l / c (1 - c^2 / v^2)$$

Dans la direction nord-sud, la vitesse de la lumière se calcule en appliquant le théorème de Pythagore, d'où le temps :

$$t_2 = 2l / c \sqrt{1 - v^2 / c^2} \neq t_1$$

En faisant tourner l'appareil de 90°, on permute t_1 et t_2 : on devrait voir un déplacement des franges (obtenues en tournant légèrement M₂ par rapport à la perpendiculaire à M₁). Or, elles ne bougent pas.

Réfaite plus tard avec une précision accrue, l'expérience donna toujours un résultat négatif, ce qui était incompréhensible à l'époque. Einstein en déduisit en 1905 que la vitesse de la lumière est une constante ne dépendant pas du mouvement de la source et de l'observateur.

Radio-interféromètre. Deux radiotélescopes situés aux extrémités d'une ligne est-ouest captent simultanément les signaux d'une même radio-source qui sont ensuite envoyés dans un récepteur commun. Là, les signaux interfèrent. L'intensité du signal résultant est maximale quand la source passe au méridien, sa direction étant dans le plan médian de l'interféromètre : on peut ainsi la localiser.

Holographie

Présentée en 1948 par DENNIS GABOR (1900-1979 ; prix Nobel 1971), cette technique se développa à partir de 1960 grâce au laser, source de lumière cohérente et monochromatique.

Pour représenter un objet en relief, il faut connaître l'intensité et la phase de l'onde venant de chacun de ses points. L'image photographique, qui ne traduit que les intensités, est plate.

L'**hologramme** d'un objet, photographie d'une figure d'interférence, contient des informations sur l'intensité et la phase de chaque point. Éclairé en lumière cohérente, il fournit une image tridimensionnelle de l'objet.

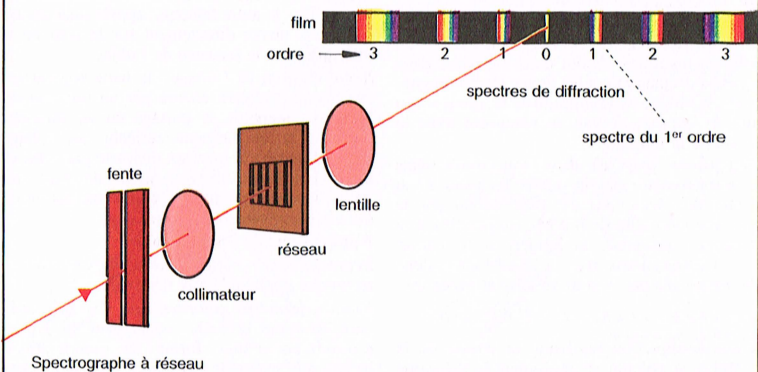
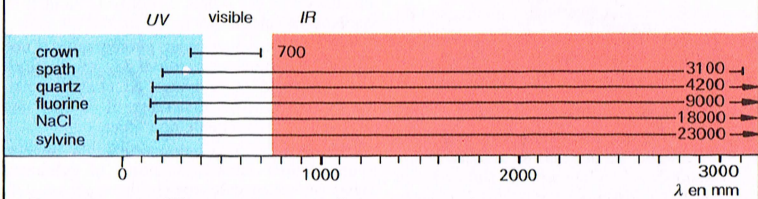
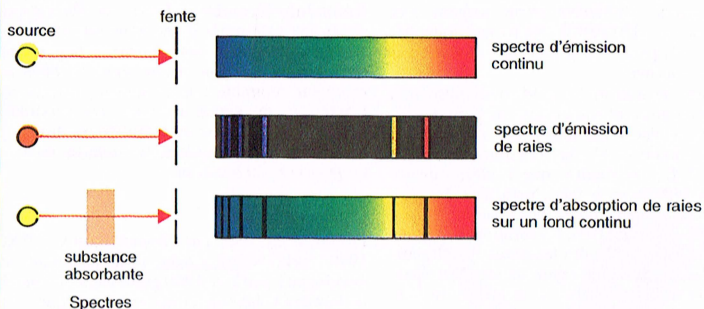
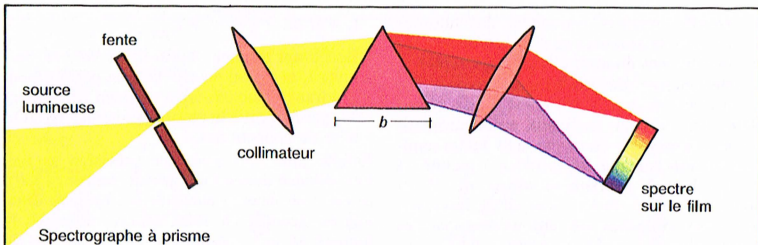
Enregistrement de l'hologramme : la lumière d'une source monochromatique et cohérente (laser par ex.) tombe sur une lame séparatrice. Le faisceau réfléchi éclaire l'objet, qui le réfléchit et le diffracte ; la lumière est alors envoyée sur un film. L'autre faisceau, appelé faisceau de référence, arrive directement sur le film où il interfère avec le faisceau de l'objet.

Reconstitution de l'image : la lame séparatrice précédente, éclairée encore par un faisceau de lumière cohérente, le partage en un faisceau transmis et un faisceau réfléchi qui éclaire l'hologramme : le faisceau diffracté par celui-ci interfère avec le faisceau direct, donnant une image virtuelle, réplique fidèle de l'objet en ce qui concerne son relief notamment.

Applications de l'holographie

Reproductions optiques sans lentilles, miroirs..., technique applicable aux rayons X.

Conservation des informations. Certains cristaux, comme LiNbO₃, conservent la figure d'interférence sous forme de modifications locales de l'indice de réfraction. On peut stocker jusqu'à 1 000 hologrammes par cm³.



La lumière émise par une source lumineuse est décomposée par un **appareil spectroscopique** ; le résultat, un **spectre**, englobe un large domaine de longueurs d'onde : la totalité ou une partie du domaine visible, l'*UV* ou l'*IR*. Si on observe directement la source de rayonnement, on a un **spectre d'émission**. On obtient un **spectre d'absorption** de la substance A en interposant celle-ci entre une source de rayonnement et l'appareil.

Un *spectroscope* permet à un observateur de voir directement le spectre ; on peut l'enregistrer grâce à un *spectrographe*, et mesurer les longueurs d'onde avec un *spectromètre*.

Les **spectres continus**, comme ceux des gaz chauds à haute pression ou des fils incandescents, contiennent toutes les longueurs d'onde du domaine.

Les **spectres de raies** (décharges dans les gaz, gaz chauds à basse pression) sont discontinus.

Les **spectres de bandes** (spectres de molécules par ex.) sont continus dans de petits domaines où on peut en partie les résoudre en raies.

Les **appareils spectroscopiques** utilisent des prismes ou des réseaux de diffraction. Ils sont caractérisés par :

L'*intensité lumineuse*, qui détermine la clarté du spectre. Elle est proportionnelle au carré de l'ouverture relative O , qui dépend du diamètre $2R$ de l'objectif et de sa distance focale f' :

$$O = 2R / f'$$

Le *pouvoir de résolution* dont dépendent les raies encore séparables.

La *largeur mesurée d'une raie spectrale* qui dépend des propriétés optiques de l'appareil spectral et de la température. La *largeur naturelle* est donnée par la relation d'incertitude (voir p. 205).

La durée de vie des processus atomiques qui conduisent à l'émission de raies spectrales optiques se situe vers $\Delta t = 10^{-8}$ s. La largeur naturelle des raies est alors voisine de 10^{-15} m.

L'**appareil spectroscopique à prisme** repose sur le phénomène de dispersion (voir p. 145). La lumière à observer éclaire une fente étroite. En sortant de celle-ci, elle diverge ; une lentille appelée collimateur rend le faisceau parallèle. La lumière est dirigée sur un prisme qui la réfracte vers sa base. L'**angle de déviation** D (voir p. 143) diminue quand la longueur d'onde λ augmente : le rouge est moins dévié que le violet. La lumière émergente donne, pour chaque longueur d'onde, une image de la source dans le plan focal d'un objectif : un spectre lumineux.

L'appareil fonctionne en **monochromateur** si l'on sélectionne une zone étroite de longueurs

d'onde à l'aide d'une fente située dans le plan focal.

Le spectroscopie fait apparaître un spectre continu d'émission comme un ruban lumineux aux couleurs de l'arc-en-ciel. Dans le spectre d'émission de raies, on voit des images isolées et colorées de la fente. Le spectre d'absorption présente des raies sombres sur un fond coloré, les raies de Fraunhofer (voir p. 145).

L'intérieur du soleil émet une lumière dont l'analyse donne un spectre d'émission continu ; les couches externes, plus froides, absorbent certaines longueurs d'onde, d'où un spectre d'absorption.

Pouvoir de résolution (voir p. 145) d'un appareil dont le prisme a pour longueur de base b :

$$R = \lambda / \Delta\lambda = b \, dn / d\lambda$$

avec $dn / d\lambda$: dispersion du matériau du prisme.

Exemple : Pour un prisme en flint, $dn / d\lambda = -120 \text{ mm}^{-1}$. Pour une longueur de base $b = 10 \text{ mm}$, le pouvoir de résolution est $1,2 \times 10^3$, il suffit pour séparer les deux raies D de Na, pour lesquelles R vaut $589 / 0,6 = 10^3$.

Dans l'**appareil spectroscopique à réseau**, le prisme est remplacé par un réseau de diffraction (voir p. 195). L'ordre des couleurs dans le spectre est inversé : le rouge est plus dévié que le violet. On voit plusieurs spectres, symétriques par rapport à l'image centrale et dont la clarté diminue rapidement quand l'ordre croît.

Pouvoir de résolution pour un spectre d'ordre m :

$$R' = \lambda / d\lambda = m \, N$$

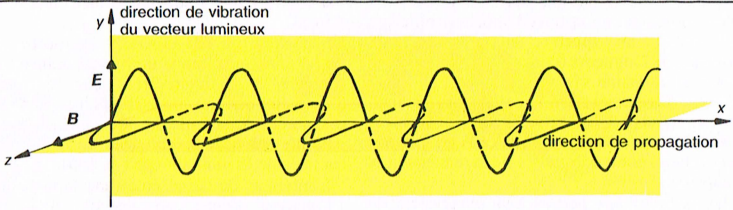
avec N : nombre de traits du réseau.

R' est donc indépendant de la densité des traits. Dans la pratique, pour limiter les prix de revient, on utilise des éléments optiques de petite taille comprenant un grand nombre de traits au mm.

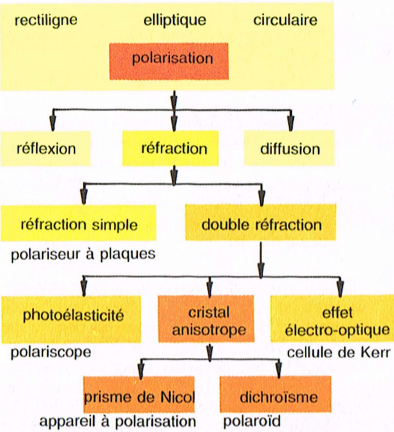
Exemple : $N = 9600$. Pour $m = 4$, on a $\lambda / \Delta\lambda = 3,8 \times 10^4$. À 500 nm , on peut encore séparer des raies distantes de $0,013 \text{ nm}$.

Le pouvoir de résolution d'un spectromètre à réseau est considérablement plus grand que celui d'un spectromètre à prisme, mais les spectres qu'il donne sont beaucoup moins intenses.

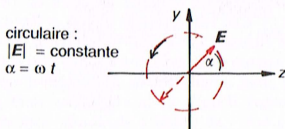
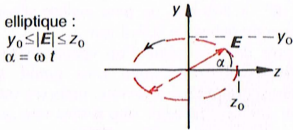
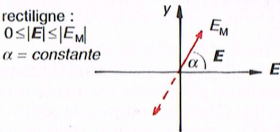
L'**analyse spectrale** fut mise au point en 1859 par GUSTAV KIRCHHOFF (1824-1887) et ROBERT WILHELM BUNSEN (1811-1899). On peut déterminer la nature et la concentration d'une substance qui émet ou absorbe de la lumière d'après les longueurs d'onde et la clarté des raies de cette lumière. Les valeurs standards sont rassemblées dans des atlas très complets de raies spectrales.



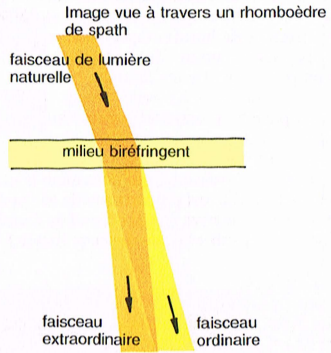
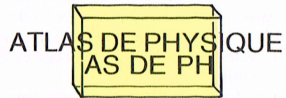
Onde lumineuse dans l'espace



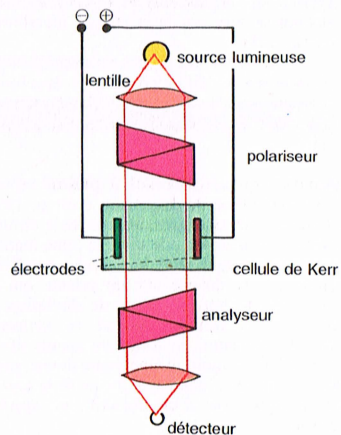
Différentes productions de lumière polarisée (on n'a pas représenté l'effet Cotton-Mouton)



Différentes polarisations



Double réfraction



Cellule de Kerr

La polarisation de la lumière fut découverte en 1808 par ÉTIENNE MALUS (1775-1812).

Les ondes lumineuses sont des ondes électromagnétiques transversales (voir p. 85) : le champ électrique E et le champ magnétique B , qui sont perpendiculaires entre eux, vibrent normalement à la direction de propagation, Ox.

Les phénomènes lumineux sont liés à E , aussi ce vecteur s'appelle **vecteur lumineux**.

Dans la lumière naturelle (celle par ex. de la lampe à incandescence ou du Soleil), le vecteur lumineux vibre dans toutes les directions ; dans la lumière polarisée, il n'oscille que dans une direction.

La lumière peut être totalement ou partiellement polarisée. On appelle **degré de polarisation** le rapport entre l'intensité de la partie polarisée du faisceau et l'intensité totale. Sa valeur varie entre 0 (lumière naturelle) et 1 (lumière complètement polarisée).

Polarisation rectiligne : E vibre dans une direction fixe, la *direction de polarisation*. On appelle *plan de polarisation* le plan de E et Ox. **Polarisation elliptique** : la direction d'oscillation de E tourne, l'extrémité du vecteur lumineux décrivant, avec une vitesse angulaire constante, une ellipse située dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation.

Polarisation circulaire : cas particulier du précédent, la grandeur du vecteur E est constante.

On obtient de la lumière polarisée grâce à un **polariseur** (voir p. 203), et on repère la direction de polarisation avec un **analyseur**.

L'œil humain ne distingue pas la lumière naturelle de la lumière polarisée. L'abeille, elle, reconnaît la direction de polarisation.

On peut **polariser** la lumière naturelle par réflexion, diffusion et réfraction.

La **réflexion** de la lumière naturelle sur un milieu peu absorbant d'indice n donne une polarisation partielle et rectiligne, normale au plan d'incidence.

Le degré de polarisation dépend de l'incidence. La loi de Brewster, qui porte le nom de DAVID BREWSTER (1781-1868), établit qu'il est égal à 1 pour un angle d'incidence i_B , l'*angle de Brewster*, tel que : $\tan i_B = n$

Sous incidence normale, le facteur de réflexion (voir p.139) est voisin de 4 % pour le dioptré air-verre.

Exemple : Si un faisceau de lumière *monochromatique* naturelle tombe sur une plaque de crown sous une incidence de $56,5^\circ$, la lumière réfléchie est alors complètement polarisée. Si elle rencontre une plaque de verre parallèle à la première, elle est encore réfléchie avec une intensité maximale. Lorsqu'on fait tourner la seconde plaque autour d'un axe parallèle à la direction du faisceau réfléchi par la première, l'intensité du faisceau émergeant

varie, elle est nulle pour un angle de rotation de 90° et reprend la valeur initiale pour 180° . L'indice dépend de λ : on ne peut pas polariser complètement la lumière blanche par réflexion. La réflexion sur une surface métallique polarise partiellement et elliptiquement la lumière.

La **réfraction** de la lumière naturelle conduit à une polarisation partielle : ainsi, dans le verre, le degré de polarisation est d'environ 0,08. Par des réfractions successives dans de nombreuses couches de verre, on obtient une lumière presque complètement polarisée.

Application : Un *filtre de polarisation* placé devant un objectif photographique absorbe une grande partie de la lumière venant de surfaces réfléchissantes, donc polarisées.

Double réfraction

Dans certains milieux cristallins (spath, quartz, tourmaline), la vitesse de propagation de la lumière dépend de la direction ; ces milieux sont dits optiquement anisotropes : ils sont biréfringents, c-à-d. qu'ils présentent une double réfraction. À un rayon incident correspondent deux rayons réfractés polarisés linéairement dans des directions orthogonales : le *rayon ordinaire* suit la loi de Snell-Descartes (voir p. 143) avec l'indice de réfraction n_o ; le *rayon extraordinaire* correspond à l'indice n_e . On a : $n_e \neq n_o$, sauf pour une direction particulière dans certains milieux dits *uniaxes*. Un tel milieu est :

- positif si $n_e > n_o$: c'est le cas du quartz. Pour $\lambda = 589 \text{ nm}$, on a $n_e = 1,553$ et $n_o = 1,544$;
- négatif si $n_e < n_o$: pour la même λ , dans le spath d'Islande, $n_e = 1,486$ et $n_o = 1,658$.

Si, dans un milieu biréfringent, les rayons ordinaire et extraordinaire ont des coefficients d'absorption différents, on a le phénomène de **dichroïsme**.

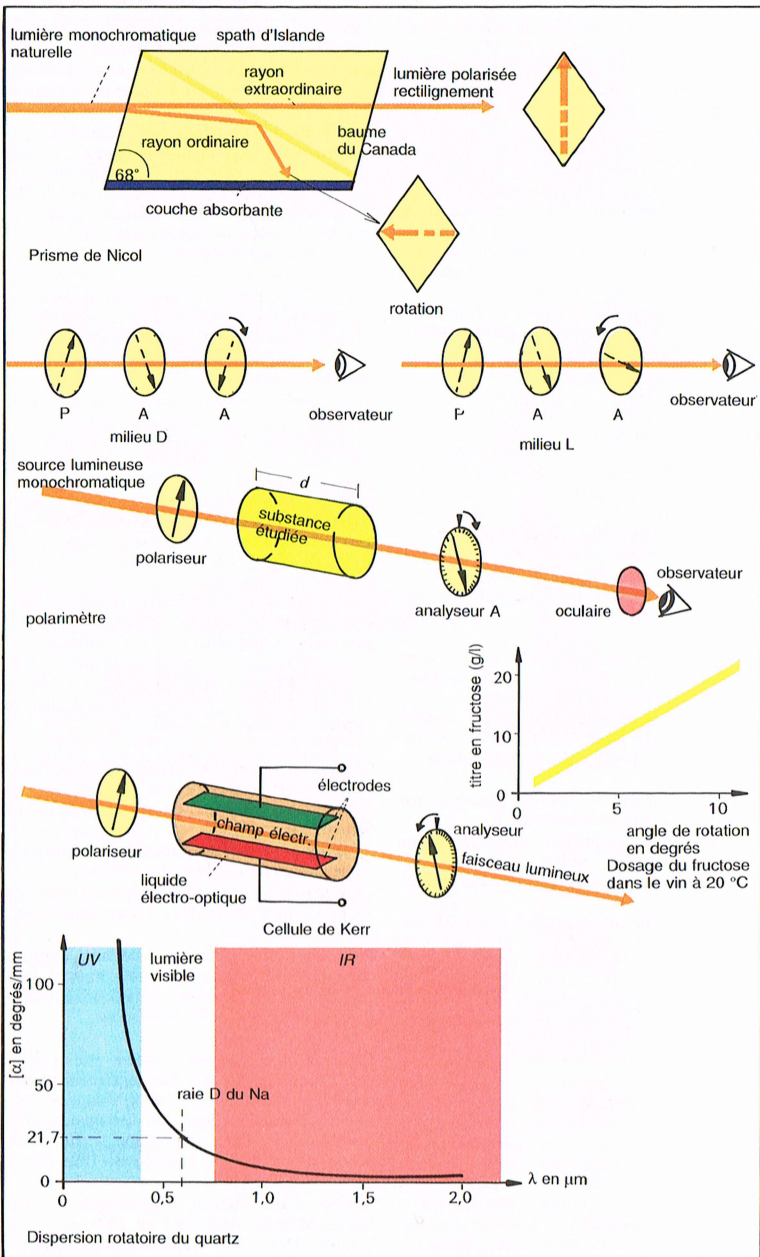
Exemples : 1 mm de tourmaline absorbe presque complètement le rayon ordinaire.

On réalise un *polaroid* en déposant entre des lames transparentes des cristaux dichroïques.

Photoélasticité. Certains matériaux optiquement isotropes deviennent biréfringents sous l'action d'une contrainte mécanique. *Application* : Contrôles avec le *polariscopie*.

Effets électro-optiques. Certains gaz et liquides, comme le nitrobenzène, optiquement isotropes à l'origine, deviennent biréfringents dans un fort champ électrique. On distingue un effet linéaire et un effet quadratique, l'effet Kerr, découvert en 1875 par JOHN KERR (1824-1907).

Action d'un champ magnétique. L'effet Cotton-Mouton, découvert en 1905 par AIMÉ COTTON (1869-1851), est l'homologue magnétique du précédent.



On repère la direction de polarisation ou du plan de polarisation avec un appareil appelé **polarimètre**. Outre la source de lumière et les éléments optiques reproducteurs, il comporte un **polariseur** et un **analyseur** tourné vers l'œil, entre lesquels se trouve la substance à observer. On peut inverser le polariseur et l'analyseur. Celui-ci peut tourner autour de l'axe optique, l'angle de rotation est indiqué.

Le **polariseur** polarise rectilignement un faisceau de lumière naturelle. Les appareils modernes utilisent à cet effet des **polaroïds** ou des **prismes de Nicol**.

Le **polaroïd** se compose de macromolécules dichroïques (voir p. 201) déposées sur des feuilles plastiques. On peut utiliser aussi des couches de tourmaline de 1 mm d'épaisseur environ ; mais les propriétés de ce cristal dépendant de la longueur d'onde, il paraît coloré ; d'autre part il est très coûteux.

Le **prisme de Nicol** ou **nicol**, mis au point en 1828 par WILLIAM NICOL (1768-1851), est réalisé à partir d'un rhomboèdre de spath scié suivant une diagonale ; les deux moitiés sont recollées avec du baume du Canada, substance non biréfringente d'indice n . Soit n_o et n_e ceux du spath pour le rayon ordinaire et le rayon extraordinaire (voir p. 201), on a :

$$n_e < n \leq n_o$$

Un rayon incident se partage en deux en pénétrant dans le nicol. Au-delà d'un certain angle d'incidence, le rayon ordinaire est réfléchi totalement à la surface de séparation et éliminé par absorption ; le rayon extraordinaire, lui, n'est pas dévié. Le plan de sa direction de propagation et de sa direction de vibration est le **plan de vibration du nicol**.

Principe des polarimètres

La lumière issue du polariseur, polarisée linéairement, traverse l'analyseur et arrive à l'observateur. Soit I_0 le flux lumineux devant l'analyseur et α l'angle entre les deux directions de polarisation (angle de polarisation). Le flux lumineux derrière l'analyseur est donné par la **loi de Malus** :

$$I = I_0 \cos^2 \alpha$$

Si $\alpha = 90^\circ$ (nicols ou polaroïds croisés), il y a extinction. Si $\alpha = 0^\circ$ ou 180° , il y a pleine lumière.

La **cellule de Kerr** est un récipient placé entre deux polariseurs croisés et rempli d'une substance électro-optique (voir p. 201) : le flux lumineux est nul. Un champ électrique d'environ 10^4 V/cm, perpendiculaire au rayon lumineux et faisant un angle de 45° avec les polariseurs, rend la polarisation elliptique, le flux lumineux n'est plus nul. La cellule de Kerr réagit très vite, en 10^{-11} s environ. **Application** : Modulateurs d'intensité rapides.

Le **microscope polarisant** utilise de la lumière polarisée rectilignement pour l'observation par transparence. L'analyseur se trouve dans le tube. On peut étudier la rotation du plan de polarisation de la lumière pour chaque point de l'objet, ce qui permet des conclusions sur sa constitution. Cet appareil intéresse surtout les minéralogistes et les chimistes.

Activité optique

Elle fut trouvée en 1811 par FRANÇOIS ARAGO (1786-1853) et JEAN BIOT (1774-1862), qui étudia ses lois.

Un milieu **optiquement actif** fait tourner le plan de polarisation ou le vecteur E d'un rayon lumineux polarisé rectilignement. Si l'on intercale un tel milieu entre un polariseur P et un analyseur A croisés, la lumière réapparaît ; pour rétablir l'extinction il faut tourner A d'un angle égal à celui dont a tourné E .

Si A, donc E tourne dans le sens des aiguilles d'une montre pour un observateur regardant la source, le milieu est dit **dextrogyre** (D) ; dans le cas contraire, il est **lévogyre** (L).

Exemples de substances optiquement actives : cristaux comme le quartz ; solutions de corps organiques, aqueuses (acide tartrique, sucre) et non aqueuses (huile de cèdre, essence de térébenthine).

L'activité optique des substances cristallines est due à une dissymétrie dans le champ électrique à l'intérieur de ces substances. On interprète celle des substances non cristallines par une dissymétrie dans la structure de leurs molécules ; dans les composés organiques, celle-ci est due à la présence d'un ou plusieurs **carbones asymétriques**. En général on fait les mesures avec la lumière de la raie jaune du sodium Na ($0,589 \mu\text{m}$). Si on appelle e l'épaisseur de substance solide traversée et α l'angle de rotation du plan de polarisation, on a la **loi de Biot** :

$$\alpha = [\alpha]_D^t e$$

$[\alpha]_D^t$ est le **pouvoir rotatoire spécifique** du milieu à la température t , et pour la raie D. Pour une solution de concentration c , on a :

$$\alpha = [\alpha]_D^t e c$$

$[\alpha]_D^t$ est le **pouvoir rotatoire** de la solution. $[\alpha]_D^t$ et $[\alpha]_D^t$ sont positifs pour les milieux lévogyres et négatifs pour les milieux dextrogyres.

Exemples : A 20° pour le quartz $[\alpha] = +21,7^\circ/\text{mm}$, et pour une solution aqueuse de D-glucose, $[\alpha]_D = 0,665^\circ/\text{mm} \cdot \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$.

La mesure de l'angle de rotation permet de déterminer la concentration d'une substance : on dose ainsi le sucre dans l'urine.

Dispersion rotatoire. $[\alpha]$ et $[\alpha]_D$ dépendent de la longueur d'onde : ils sont proportionnels à $1/\lambda^2$.

longueur d'onde de Broglie :

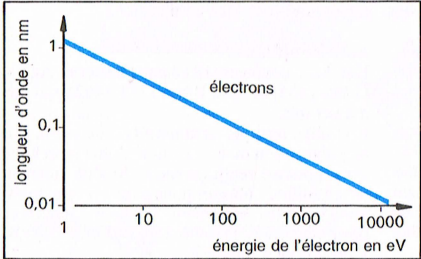
paramètre caractéristique de l'onde



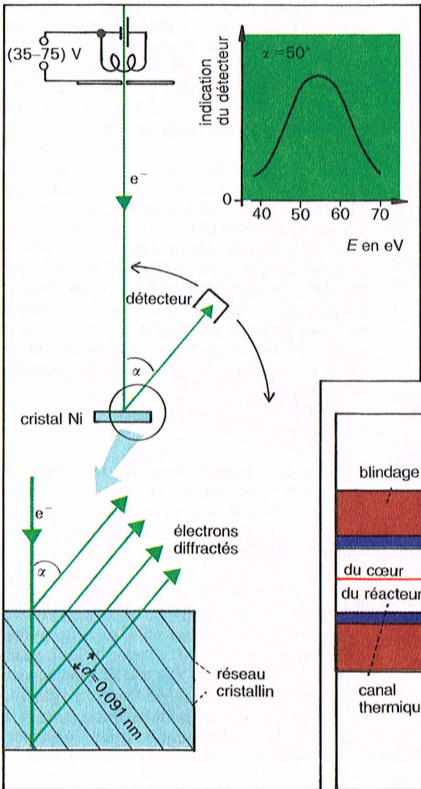
$\lambda = \frac{h}{p}$

paramètre caractéristique de la particule

Dualisme onde-particule



Longueur d'onde De Broglie



Expérience de Davisson et Germer

incertitude minimale :

p_x

Δx

h

Δp_x

position et quantité de mouvement

$\Delta p_x \cdot \Delta x \geq h$

$\Delta p_y \cdot \Delta y \geq h$

$\Delta p_z \cdot \Delta z \geq h$

p_y

p_z

$\Delta E \cdot \Delta t \geq h$

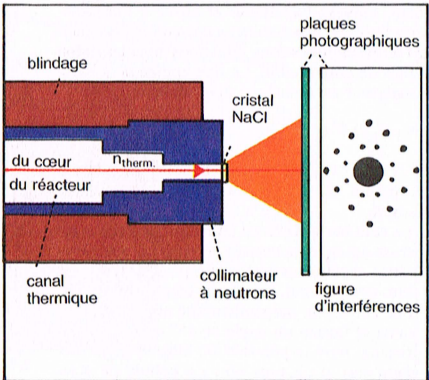
énergie et temps :

$\Delta E \cdot \Delta t \geq h$

E

t

Relations d'incertitude



Interférences avec neutrons thermiques

La lumière possède un caractère ondulatoire qui se manifeste par exemple dans les phénomènes d'interférences, de diffraction ; d'autres phénomènes comme l'effet photoélectrique ou l'effet Compton ne peuvent par contre être interprétés que si l'on considère la lumière comme un ensemble de particules, les photons.

En *physique classique*, la distinction entre les deux catégories d'objets, ondes et particules, est très nette. Une particule est localisée dans l'espace, son évolution peut être décrite en fonction du temps. Une onde, en revanche, est associée à des phénomènes occupant tout l'espace ; elle est décrite par une amplitude en tout point à tout instant.

La nécessité de considérer l'une ou l'autre de ces catégories dans le cas de la lumière a amené LOUIS-VICTOR DE BROGLIE (1892-1987 ; prix Nobel 1929) à postuler en 1923 la **dualité onde-particule**. La distinction se trouve ainsi abolie en *mécanique quantique*, où tout objet possède une double nature ondulatoire (étendue) et corpusculaire (localisée).

À partir de la relation de Planck $E = h\nu$, la longueur d'onde de l'onde associée à la particule d'énergie E s'écrit :

$$\lambda = h / p \quad \text{Relation de de Broglie}$$

avec h : constante de Planck (constante universelle) ; p : quantité de mouvement de la particule.

Pour des vitesses suffisamment faibles par rapport à la vitesse de la lumière ($v \ll c$) on a :

$$\lambda = h / m_0 v$$

avec m_0 : masse au repos de la particule ; v : vitesse de la particule.

Avec des valeurs numériques on obtient par ex. :

$$\begin{aligned} &\text{pour les électrons : } \lambda = 1,24 / \sqrt{E} \\ &\text{pour les neutrons : } \lambda = 0,0286 / \sqrt{E} \\ &\text{avec } \lambda \text{ en nm, } E \text{ en eV.} \end{aligned}$$

Exemple : des électrons de 100 eV ont une longueur d'onde associée de $1,2 \times 10^{-10}$ m.

Pour des vitesses voisines de la vitesse de la lumière ($v \approx c$) on a :

$$\lambda = hc / E$$

Le phénomène d'**interférences avec des électrons** fut observé en 1927, tout d'abord par CLINTON DAVISSON (1881-1958) et LESTER GERMER (1896-1971), et indépendamment par GEORGE THOMSON (1892-1975).

Les figures de **diffraction d'un pinceau d'électrons** furent observées pour la première fois en 1940.

La diffraction des électrons limite le *pouvoir de résolution* du microscope électronique à un

ordre de grandeur de la longueur d'onde de de Broglie.

La **diffraction des neutrons** est efficacement utilisée pour l'étude de la structure des cristaux puisque, neutres (contrairement aux électrons), ils ne donnent lieu à aucune interaction électrique.

Principe d'incertitude

En 1927, Werner Heisenberg (1901-1976) établit que le produit de certaines grandeurs physiques (couple de « variables conjuguées ») ne peut être connu avec précision. Il s'agit d'une propriété et non d'une imprécision due à des mesures. Des relations, sous forme d'inégalités, expriment cette propriété.

Relation position-quantité de mouvement

$$\Delta x \Delta p_x \geq h$$

$$\Delta y \Delta p_y \geq h$$

$$\Delta z \Delta p_z \geq h$$

avec x, y, z : coordonnées de la particule ; $\Delta x, \Delta y, \Delta z$: précisions avec lesquelles ces coordonnées sont connues ; $\Delta p_x, \Delta p_y, \Delta p_z$: précisions avec lesquelles les coordonnées de la quantité de mouvement sont connues.

Exemple : Pour un électron se déplaçant suivant l'axe des x avec une vitesse $v_x = (600 \pm 0,06)$ m/s, c.-à-d. avec $\Delta v_x = 0,06$ m/s, la quantité de mouvement est $p_x = (5,5 \pm 0,000 55) \times 10^{-28}$ kg · ms⁻¹. On ne peut alors localiser mieux qu'à $\Delta x = \pm 1,2$ cm près.

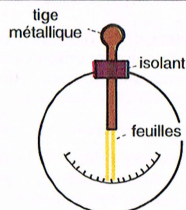
Il est donc impossible de connaître avec précision simultanément la position et la quantité de mouvement d'une particule.

Pour un objet classique, au contraire, position et quantité de mouvement peuvent être simultanément déterminées : alors $\Delta x = \Delta p_x = 0$, en contradiction avec l'inégalité de Heisenberg.

Relation énergie-temps

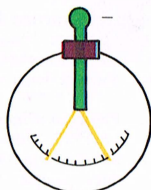
$$\Delta E \Delta t \geq h$$

avec ΔE : incertitude sur l'énergie de la particule ; Δt : incertitude sur la durée correspondante (par ex. durée de l'observation, temps de vie d'un état).



absence de charge électrique (neutre)

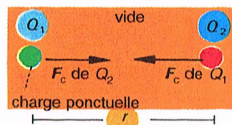
Électroscope à feuilles



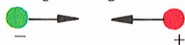
tige chargée

Loi de Coulomb

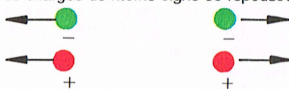
$$F_c = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi \epsilon_0 r^2}$$



Des charges de signes contraires s'attirent :



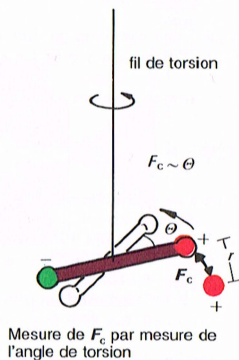
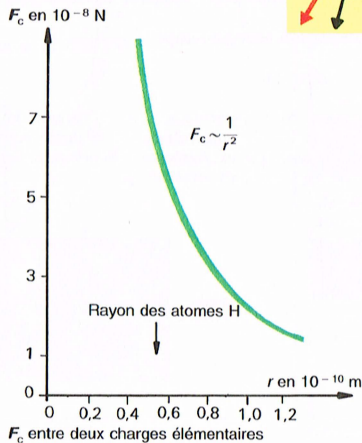
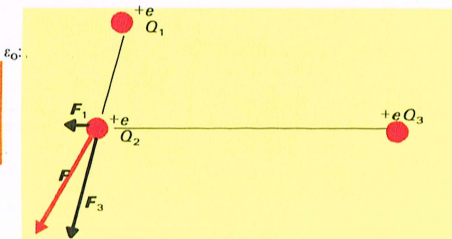
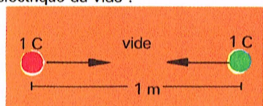
Des charges de même signe se repoussent :



Les forces de Coulomb s'additionnent :



Détermination de la permittivité électrique du vide :



Il existe deux sortes de charges électriques, les charges positives et les charges négatives. Toutes deux sont toujours liées à des porteurs de charges matériels, par ex. des électrons (négatifs) ou des protons (positifs). Les charges négatives et les charges positives peuvent se neutraliser mutuellement. Le porteur de charges est alors électriquement neutre.

Des forces s'exercent entre les charges électriques.

L'**électrostatique** est l'étude des forces entre les charges électriques au repos.

L'**électrodynamique** étudie les interactions entre les charges électriques en mouvement.

L'unité de **charge électrique** (notée Q) est le Coulomb (symbole C), qui tient son nom de CHARLES-AUGUSTIN DE COULOMB (1736-1806). C'est une unité dérivée du système international :

$$1 \text{ C} = 1 \text{ A} \cdot \text{s}$$

C'est la quantité d'électricité transportée en une seconde par un courant d'un Ampère.

Chaque charge électrique est un multiple entier de la **charge élémentaire** (notée e).

En physique des particules élémentaires, il existe des particules (appelées *Quarks*) possédant des charges $e/3$ et $2e/3$. Ces charges électriques n'apparaissent cependant pas comme des charges libres.

La charge élémentaire est une constante fondamentale de la physique ayant pour valeur :

$$e = 1,602 \times 10^{-19} \text{ C}.$$

C'est la charge électrique d'un proton.

La charge électrique d'un électron est :

$$-e = -1,602 \times 10^{-19} \text{ C}.$$

Les **électroscopes** sont des instruments permettant la mesure de la charge électrique.

L'**électroscope à feuilles** est constitué de deux petites feuilles de métal suspendues à une tige électriquement isolée. Si un corps chargé entre en contact avec la tige, une partie de sa charge se déplace sur les feuilles. Comme les charges des deux feuilles ont le même signe, les forces qu'elles exercent l'une sur l'autre sont des forces répulsives. Il y a répulsion mutuelle des deux feuilles métalliques.

L'**électroscope à fil** est constitué d'un fil très fin tendu dans un champ électrique. Si on charge le fil électrique, il se courbe proportionnellement à la valeur de la charge.

La **Coulométrie**. Il s'agit d'une méthode de mesure de la quantité d'électricité lors d'expériences d'électrolyse. La quantité de matière d'un corps est proportionnelle au nombre d'électrons échangés lors d'une électrolyse.

Loi de conservation de la charge

Dans un système fermé, la charge totale est conservée, c.-à-d. que la somme des charges élémentaires positives et négatives est constante. Donc, si une charge apparaît sur un corps auparavant électriquement neutre, il apparaît en même temps une charge opposée de même valeur absolue.

Exemple : Un atome électriquement neutre se transforme par ionisation en *ion* positif. L'ion H^+ est issu de l'atome d'hydrogène H, l'ion Cu^{2+} est issu de l'atome de cuivre Cu. La charge est conservée car en même temps, apparaît une particule chargée négativement (un électron pour l'hydrogène et deux pour le cuivre).

Les charges électriques pouvant être facilement déplacées, on peut les séparer aisément. Par ex. des charges apparaissent sur une boule de métal, initialement neutre lorsqu'on approche un corps chargé près de celle-ci. Ce phénomène est appelé *charge par influence*.

La loi de Coulomb

CHARLES COULOMB découvrit en 1784, à l'aide d'une balance de torsion, que la force s'exerçant entre des charges électriques est proportionnelle au produit de leurs charges et inversement proportionnelle au carré de la distance qui les sépare. Cette force s'appelle la *force de Coulomb*.

$$F = Q_1 Q_2 / (4\pi\epsilon_0 r_0^2) \quad \text{Loi de Coulomb}$$

Q_1, Q_2 : charges électriquement exprimées en C ; r_0 : distance entre les charges, exprimée en m ; $\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12} \text{ C}^2 \text{J}^{-1} \text{m}^{-1}$ ou encore l'arad/mètre : **permittivité électrique du vide**. ϵ_0 est une constante fondamentale de la physique.

L'expression vectorielle de la loi de Coulomb est :

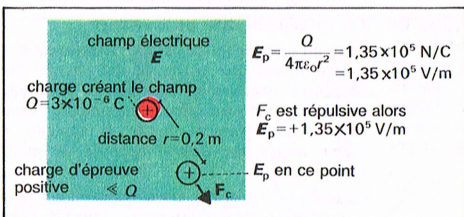
$$\vec{F} = Q_1 Q_2 \vec{r}_0 / (4\pi\epsilon_0 r_0^2)$$

$\vec{r}_0$ est le vecteur unitaire dont la direction est celle de la droite reliant les deux charges.

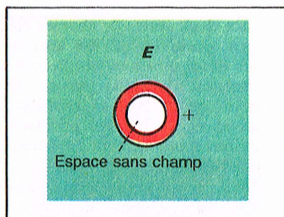
$\vec{F}$ est une force attractive si les charges sont de signes contraires et répulsive si elles sont de même signe.

L'intensité de la force électrostatique qui s'exerce entre deux particules élémentaires (un proton et un électron) est beaucoup plus importante que celle de la force gravitationnelle qui s'exerce entre leurs masses. On a :

$$F/F_g \approx 10^{38}$$

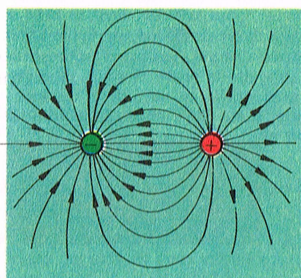
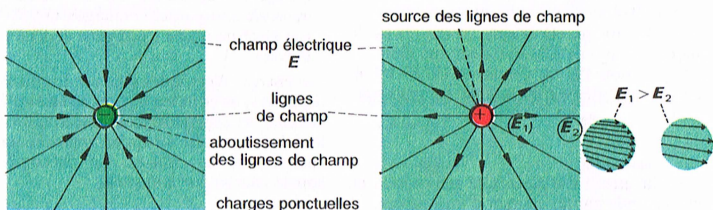


Action de E en un point

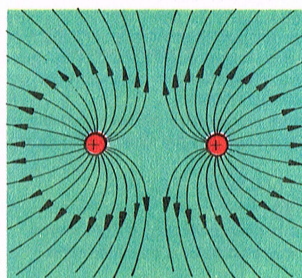


Conducteur creux

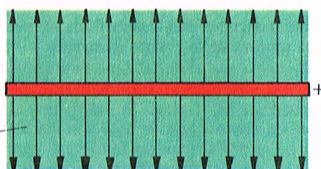
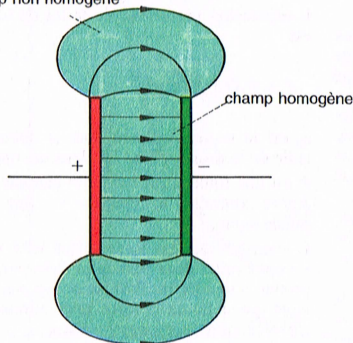
Différentes configurations de champ :



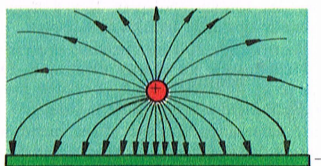
Dipôle



champ non homogène



Plaque chargée



Charge ponctuelle et plaque

Une distribution de charges électriques est la source d'un champ électrique. Le champ électrique n'a pas besoin de support matériel, il peut exister dans le vide.

Le concept abstrait de champ a été introduit par MICHAEL FARADAY (1791-1867). JAMES CLERK MAXWELL (1831-1879) développa les outils mathématiques et les formulations pour la notion de champ.

Si une charge électrique, par ex. un électron, est située dans un champ électrique, une force de Coulomb s'exerce sur elle. La présence ou l'absence dans un champ électrique est établie à l'aide d'un corps d'épreuve de charge q suffisamment petite afin qu'elle ne modifie pas la répartition des autres charges. Si une force s'exerce sur le corps d'épreuve, alors il existe un champ dans cette région de l'espace.

Le **vecteur champ électrique** (noté $\mathbf{E}$) caractérise le champ électrique en un point de l'espace. La direction de $\mathbf{E}$ est celle de la force de Coulomb. Le champ électrique est toujours dirigé vers les potentiels décroissants.

La valeur de $\mathbf{E}$ dépend de la grandeur et de la répartition des charges qui créent le champ $\mathbf{E}$.

Par exemple, pour une charge ponctuelle, on a :

$$E = Q_1 / (4\pi\epsilon_0 r^2)$$

avec E : valeur du champ électrique à la distance r ; ϵ_0 : permittivité du vide ; r : distance de la charge ponctuelle, source du champ au corps d'épreuve.

La force de Coulomb $\mathbf{F}$ exercée sur un corps d'épreuve de charge Q soumis au champ électrique $\mathbf{E}$ a pour expression :

$$\mathbf{F} = Q\mathbf{E}$$

On définit le champ $\mathbf{E}$ par le rapport :

$$\mathbf{E} = \mathbf{F}/Q \quad \text{Champ électrique}$$

Le champ électrique est mesuré en Volt par mètre (symbole $\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$).

À l'aide d'une charge électrique de valeur connue, on peut mesurer la valeur d'un champ électrique quelconque, en tout point de l'espace. La charge d'épreuve doit être très petite car elle crée son propre champ électrique. La déformation de $\mathbf{E}$ par cette charge doit être négligeable.

La loi de Coulomb se déduit immédiatement de la définition générale de $\mathbf{E}$:

$$\mathbf{F} = Q_1 \mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \times \frac{QQ_1}{r^2}$$

La force est ainsi séparée en deux facteurs. L'un ne prend en compte que les propriétés de l'espace (donc du champ), à la distance r de la charge Q produisant le champ. L'autre facteur considère la charge d'épreuve Q_1 .

Les **lignes de champ électriques** permettent de mettre en évidence l'organisation du champ. Les lignes de champ sont orientées dans le sens de $\mathbf{E}$. Le vecteur $\mathbf{E}$ est toujours tangent aux lignes de champ. La densité des lignes de champ est proportionnelle à la valeur de $\mathbf{E}$. Là où les lignes de champ se pressent, $\mathbf{E}$ atteint des valeurs relativement élevées.

Si les lignes de champ sont parallèles et que leur densité est constante, on dit que le champ électrique est **uniforme**. Un champ est uniforme lorsque le vecteur $\mathbf{E}$ a en tout point mêmes valeur, direction et sens. Dans le cas contraire, il est **non uniforme**.

Dans les *champs électrostatiques*, c.-à-d. dans les champs électriques indépendants du temps, il n'existe pas de lignes de champ fermées. Elles partent des charges positives et aboutissent aux charges négatives.

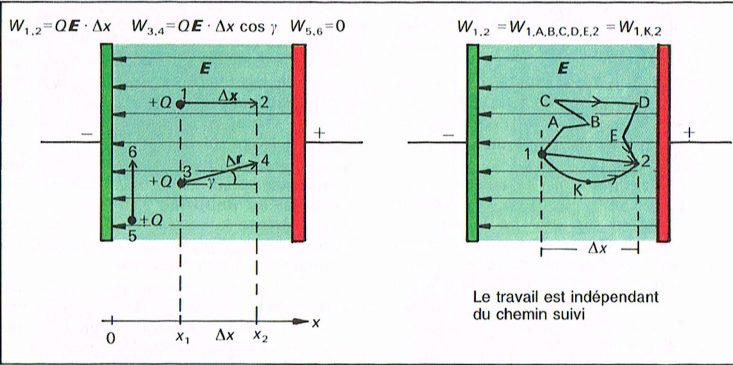
Une ligne de champ, tout comme la notion de champ, est un concept abstrait destiné à soutenir notre capacité de représentation. Cependant, on peut les observer dans certaines conditions :

Les dipôles électriques dans un champ électriques se placent parallèlement aux lignes de champ. Ils se disposent les uns après les autres sur les lignes de champ. On peut les visualiser à l'aide de petites graines allongées (par ex. des graines de carottes) en suspension dans l'huile.

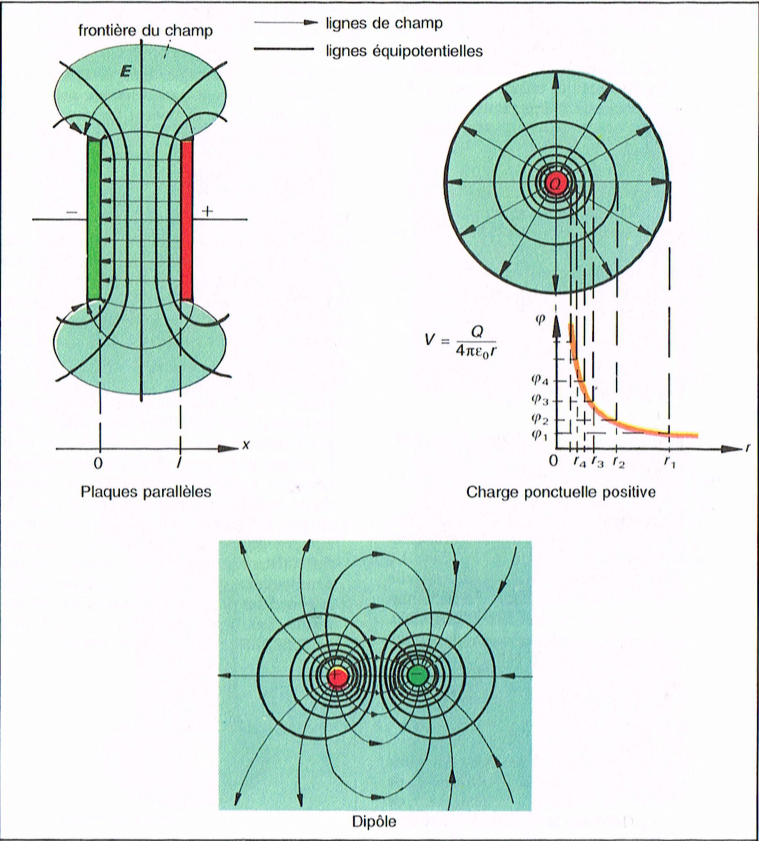
Exemples de structures de lignes de champ :

Dans le cas d'une *charge ponctuelle*, les lignes de champ proviennent radialement d'une charge ponctuelle *positive* et aboutissent de la même manière à une charge ponctuelle *négative*. Le champ $\mathbf{E}$ n'est pas uniforme. Sa valeur est inversement proportionnelle au carré de la distance de la charge ponctuelle source du champ.

Dans le cas de *plaques parallèles*, les lignes de champ sont parallèles entre elles et perpendiculaires aux plaques. Elles partent de la plaque positive et aboutissent à la plaque négative. La valeur du champ $\mathbf{E}$ est indépendante de la distance séparant les plaques. Le champ est **uniforme**. On appelle surface équipotentielle, une surface où le potentiel est constant. Les lignes de champ sont perpendiculaires aux surfaces équipotentielles. Au bord des plaques, le champ n'est pas uniforme. Les lignes de champ se courbent et ne sont plus parallèles entre elles.



Travail dans un champ électrique



Surfaces de potentiel

Si une charge électrique Q se trouve dans un champ électrique, une force F agit sur elle.

$$F = QE$$

avec E : intensité du champ électrique.

Si la charge Q se déplace dans le champ E , d'une distance Δx , la valeur du travail est égale au produit scalaire :

$$W = F \cdot \Delta x \quad \text{Travail} \\ = QE \cdot \Delta x$$

W : travail moteur ou travail résistant de la force F , lors du déplacement Δx .

Formulation générale :

$$dW = F \cdot dr = QE \cdot dr$$

avec r : vecteur de position.

Convention : W est positif quand F et dr ont même sens. Un déplacement de r_1 vers r_2 exige un travail :

$$W_{1,2} = \int_{r_1}^{r_2} F \cdot dr = Q \int_{r_1}^{r_2} E \cdot dr$$

W est **indépendant du chemin** suivi entre les points 1 à 2. Le chemin suivi par la charge Q ne modifie pas la valeur du travail.

Si W était plus grand selon un chemin plutôt qu'un autre, on pourrait alors sans cesse gagner du travail, ce qui est impossible. Lors d'un mouvement circulaire choisi on pourrait curieusement obtenir un mouvement perpétuel.

Comme W ne dépend que de la position initiale et de la position finale de la charge dans le champ électrique, on peut définir une fonction appelée **potentiel** telle que :

$$W = Q(V(B) - V(A)) \\ = Q\Delta V$$

avec

$V(A)$, $V(B)$: valeur du potentiel aux points A et B à l'intérieur du champ électrique ; ΔV : différence de potentiel **entre** les deux points A et B. W ne dépend que de ΔV . On peut ainsi choisir arbitrairement l'une des deux valeurs du potentiel. Il est intéressant de choisir $V = 0$ pour un conducteur relié à la masse. Le potentiel est alors nul pour $V(\text{masse})$. Pour une charge ponctuelle, il est préférable d'utiliser $V = \infty$ pour la position de la charge électrique.

Tension électrique

La différence de potentiel entre deux points, dans un champ électrique est appelée **tension électrique** (notée U). On a :

$$\text{tension} = \text{travail}/\text{charge}$$

La tension électrique est exprimée en Volt (V) qui vient d'ALESSANDRO VOLTA (1745-1827).

Définition : dans un champ électrique règne, entre deux points A et B, une tension électrique de 1 Volt si une charge de 1 Coulomb se déplace entre ces deux points en effectuant un travail $W = 1$ Joule.

Depuis le 1^{er} janvier 1990, on utilise l'effet Josephson afin d'obtenir un étalon de tension. Il fait apparaître une constante, appelée fréquence Josephson, $2e/h = 483\,597 \text{ MHz/V}$. Cette méthode permet d'obtenir une précision à 10^{-7} Volt près.

Les *voltmètres* mesurent la tension électrique. Ils sont étalonnés par comparaison avec la tension d'un élément normalisé : la pile de Weston.

La *pile de Weston* possède une tension électrique $U = 1,0183 \text{ V}$ entre ses deux électrodes, à 20° C .

A l'aide de la tension électrique, on peut facilement mesurer l'intensité d'un champ électrique. On a :

$$E = \text{force}/\text{charge} = \text{travail}/(\text{charge} \times \text{déplacement}) \\ = \text{tension}/\text{déplacement}$$

L'unité du champ électrique est le V/m.

Surfaces équipotentielles, lignes de champ

Aucun travail n'est fourni lors du déplacement d'une charge perpendiculairement aux lignes de champ. Sur ce chemin E est constant et $\Delta V = 0$. Les points associés à un potentiel déterminé se trouvent sur les **surfaces de potentiel**. Afin de souligner que ces potentiels ont même valeur, ces surfaces sont appelées *surfaces équipotentielles*. Les lignes de champ sont constamment perpendiculaires aux surfaces équipotentielles. Exemple : entre deux plaques parallèles, chargées électriquement, les surfaces équipotentielles sont parallèles aux plaques car le champ électrique E est uniforme. Dans ce cas, dV/dx est constant. On a :

$$E = \Delta V/d$$

ΔV : différence de potentiel entre les deux plaques ; d : distance entre les plaques.

Donc :

$$U = Ed \text{ et } dV/dx = E$$

Sur les bords des plaques, les surfaces équipotentielles se courbent afin de rester perpendiculaires aux lignes de champ. Dans ce cas, le champ électrique n'est pas homogène.

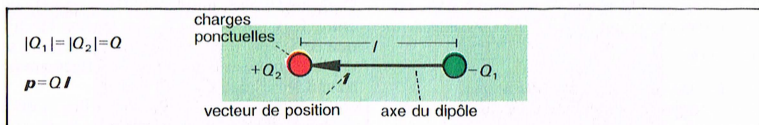
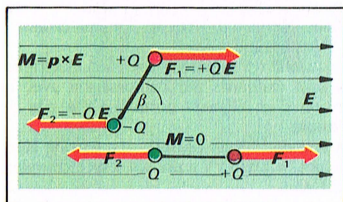
Champ et potentiel

On peut déterminer le potentiel par la relation :

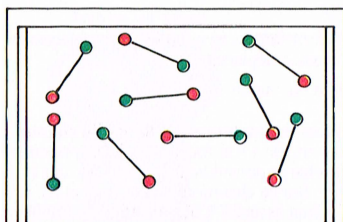
$$E = - \text{grad } V$$

(**grad** est le vecteur gradient d'une fonction scalaire)

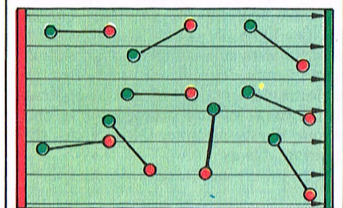
On peut également décrire le champ électrique grâce au champ de vecteur $E(r)$ ou encore grâce au champ scalaire $V(r)$.

Dipôle et moment dipolaire p 

Dipôle dans un champ homogène

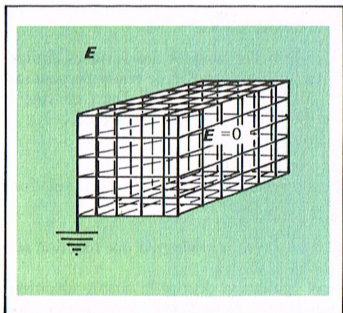


dipôles permanents non orientés

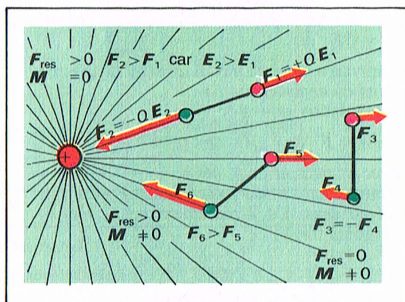


orientation partielle

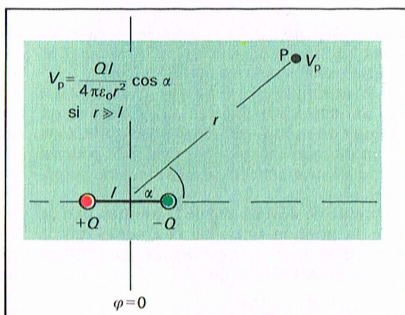
Orientation de dipôles



Cage de Faraday



Dipôle dans un champ non homogène



Potentiel électrostatique au point P

Moécule	p en $10^{-30} \text{ C} \cdot \text{m}$	p en D
CsI	34,0	10,2
KCl	27	8,0
$=\text{C}^+ = \text{O}^-$	27	8,0
$=\text{N}^- - \text{H}^+$	10	3,0
D_2O	6,20	1,86
H_2O	6,17	1,85
SO_2	5,30	1,59
NH_3	4,90	1,47
HCl	3,50	1,05
N_2	0	0
O_2	0	0
Cl_2	0	0
CO_2	0	0
CH_4	0	0
SiCl_4	0	0

Moment dipolaire électrique p

Un **dipôle** électrique se compose de deux charges électriques punctiformes de même valeur, mais de signes opposés, distantes d'une petite longueur l . La ligne de liaison entre les deux charges s'appelle *axe du dipôle*.

Le **moment dipolaire électrique** (notée p) du dipôle est

$$p = Ql \quad \text{Moment dipolaire}$$

avec Q : charge électrique punctuelle ; l : vecteur de position, orienté du pôle négatif vers le pôle positif. Sa valeur l est la distance entre les charges punctuelles.

La valeur de p (également notée μ) est exprimée en Coulomb-mètre (C · m). On utilise une unité particulière :

$$1 \text{ Debye (D)} = 3,34 \times 10^{-30} \text{ C} \cdot \text{m}$$

qui tient son nom de PETER DEBYE (1884-1966).

Un champ dipolaire entoure le dipôle électrique. Ce champ a en tout point une valeur définie.

Le potentiel V du dipôle électrique est la différence des potentiels des deux charges punctuelles.

$$V = Ql \cos \alpha / (4\pi \epsilon_0 r^2) \quad \text{Potentiel électrostatique}$$

avec ϵ_0 : permittivité électrique du vide ; α : angle par rapport à l'axe du dipôle ; r : distance séparant un point de l'espace du milieu du dipôle. Cette relation est valable si $r \gg l$. $V = 0$ dans le plan de symétrie du dipôle ; E a cependant là aussi une valeur définie.

Les **dipôles électriques permanents** possèdent, par nature, un moment dipolaire électrique. De nombreuses molécules possèdent des charges électriques séparées et constituent de minuscules dipôles électriques. Par exemple, l'eau, l'ammoniac, et de nombreuses molécules organiques.

Dipôles électriques dans un champ électrique

Si un dipôle électrique se situe dans un champ électrique externe E , une force $f = QE$ s'exerce sur chaque charge. Dans un champ électrique uniforme, les forces sont de même valeur, mais de signes contraires, c.-à-d. qu'elles agissent dans des sens opposés. Il en résulte un moment de torsion M .

$$M = p \times E = Ql \times E$$

M est perpendiculaire au plan formé par l et E . Le sens est donné par les règles du produit vectoriel. La valeur M du moment de torsion est :

$$M = QlE \sin \beta$$

avec β : angle entre l'axe du dipôle et la direction du champ électrique.

Le dipôle électrique dans le champ électrique subit une force qui tend à le faire tourner tant que $\beta > 0$. Si $\beta = 0$, c.-à-d. que l'axe du dipôle est parallèle aux lignes de champ, le moment de torsion disparaît.

Dans un *champ électrique non uniforme*, des forces de valeurs différentes s'exercent sur les charges du dipôle, car l'intensité du champ électrique est différente pour chaque pôle.

La **polarisabilité** (notée α) est le rapport entre le moment dipolaire induit p et le champ électrique local E .

$$\alpha = p/E \quad \text{Polarisabilité}$$

Elle s'exprime en $F \cdot m^2$.

Conducteurs électriques

Si les porteurs de charges d'un matériau, comme par exemple des électrons, se déplacent facilement sous l'action d'un champ électrique extérieur, ce matériau est un **conducteur électrique**. Sinon, nous sommes en présence d'un **isolant**.

Dans un isolant, les électrons se déplacent, sous l'influence d'un champ électrique, d'une très petite distance d'environ un diamètre d'atome.

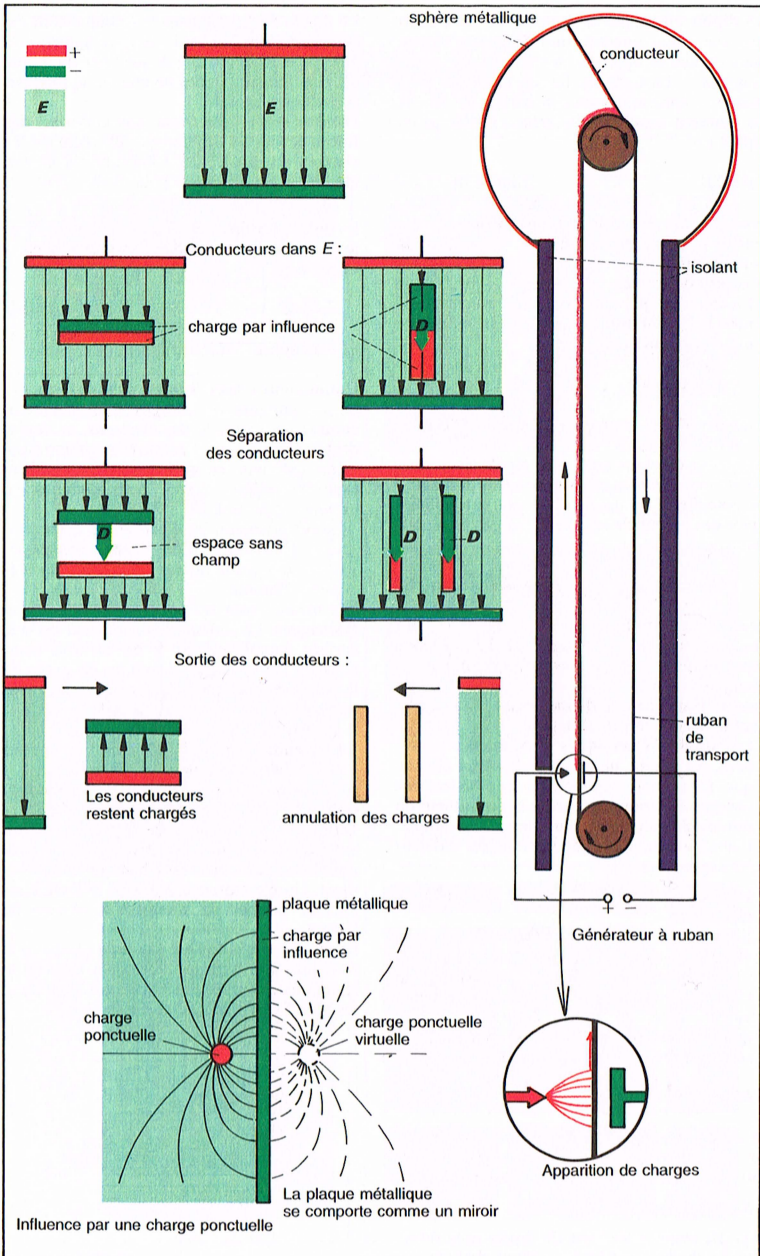
Les métaux sont les principaux conducteurs électriques. La surface du conducteur est une surface équipotentielle. V est en tout point constant sur celle-ci. Ce sont les électrons de la bande de conduction qui sont mis en mouvement.

À l'intérieur d'un conducteur, on a $E = 0$.

Ce résultat était prévisible car V est en tout point constant et on a $E = -\text{grad } V$.

Applications : Le **cylindre de Faraday**, découvert par MICHAEL FARADAY (1791-1867) est un conducteur creux fermé à son extrémité inférieure. Au contact de la paroi intérieure, un objet se décharge complètement. Un électroscope à feuille relié au conducteur permet de mesurer la charge de l'objet.

La **cage de Faraday** est une cage conductrice formant une enveloppe close dans laquelle le champ électrique est nul. Elle sert à protéger les objets de champs électrostatiques.



La surface d'un conducteur électrique possède une densité superficielle (ou surfacique) de charge, notée σ . Elle s'exprime en C/m^2 .

$$\sigma = Q/S \quad \text{Densité superficielle}$$

avec Q : charge électrique ; S : surface du conducteur.

Les charges électriques facilement mobiles se déplacent sous l'influence d'un champ électrique.

Influence électrostatique. Nom donné au déplacement des charges électriques de surface sous l'action d'un champ électrique. Les porteurs de charges négatives se rassemblent face au pôle positif du conducteur ; les charges positives apparaissent de l'autre côté.

La charge totale reste naturellement constante selon la loi de conservation de la charge.

Exemple : si, dans un premier temps, on place un conducteur électrique (une plaque ou une bille métallique) dans un champ uniforme créé par deux plaques chargées électriquement, le champ induit l'apparition de charges sur le conducteur. Elles se rassemblent suivant leur signe, sur les côtés opposés. Si, dans un second temps, on sépare en deux parties le conducteur perpendiculairement aux lignes de champ, il apparaît alors un conducteur chargé positivement et un conducteur chargé négativement. On peut éloigner les deux conducteurs du champ E , ils portent alors respectivement des charges de signes contraires.

Si par contre, on sépare les conducteurs parallèlement aux lignes de champ, les charges apparues par influence s'annulent dès que le conducteur quitte le champ E .

L'induction électrique ou encore appelée **déplacement électrique**, notée D , est un vecteur décrivant le champ électrique sous l'influence des différentes charges fictives et réelles. On a :

$$D = \epsilon_0 E \quad \text{Induction électrique}$$

avec ϵ_0 : permittivité diélectrique ; E : champ électrique. D a même sens et même direction que E .

À l'aide de l'induction électrostatique, on peut mesurer un champ électrique. On introduit deux petites plaques de métal, disposées l'une près de l'autre, dans le champ E . On les écarte, on les tourne et on constate que pour un angle de torsion déterminé, la charge induite atteint un maximum. Dans ces conditions, les lignes de champ sont perpendiculaires aux plaques et pour une valeur E du champ E , on a $E = \sigma/\epsilon$. L'intensité est ainsi facilement mesurable à l'aide d'un électroscope.

Applications

Le générateur à ruban ou générateur de Van De Graaf est une machine électrostatique à

influence perfectionnée, construite en 1931 par R. VAN DE GRAAF (1901-1967). Elle est constituée d'un ruban sans fin, isolant (par ex. en Nylon) qui tourne très vite autour de deux cylindres. L'un des deux se situe à l'intérieur d'une sphère métallique, creuse et isolée (diamètre égal environ à 1 m). Par influence, des charges positives ou négatives de l'autre cylindre sont transmises au ruban. Ces charges se fixent et sont transportées dans la sphère où elles sont absorbées par contact grâce à un conducteur. On peut charger la sphère de plusieurs millions de Volt. La haute tension produite est utilisée pour l'accélération des particules lors d'expériences de physique nucléaire.

Énergie électrostatique

Afin de produire un champ électrique, il faut apporter des électrons sur un conducteur électrique. Si une charge électrique existe préalablement, on a besoin d'énergie pour en apporter d'autres.

La **densité d'énergie** (notée w) est la quantité d'énergie par unité de volume dans un champ uniforme ou non uniforme. On a :

$$w = \epsilon_0 E^2/2 \quad \text{Densité d'énergie}$$

avec E : intensité du champ électrique. w est exprimée en J/m^3

Exemple : Détermination de l'expression de w entre deux plaques parallèles et chargées (condensateur plan). Comme E = tension électrique (U) / distance entre les plaques (d), il s'ensuit :

$$w = \epsilon_0 U^2/(2d^2)$$

Pour $U = 1,5$ V et $d = 0,1$ mm,

$$w = 9,96 \times 10^{-4} \text{ J/m}^3.$$

L'électronvolt

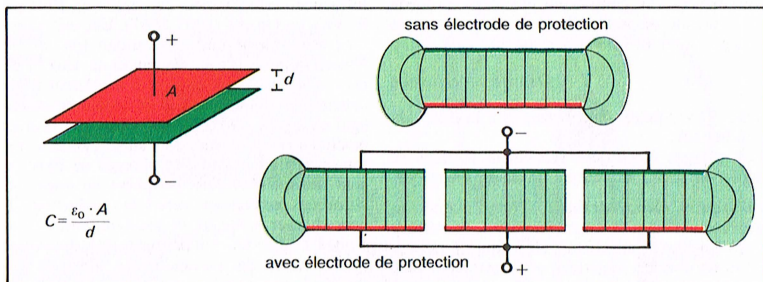
Une particule chargée électriquement, située dans un champ électrique E est accélérée par des forces électriques. Les lignes d'action de ces forces sont les lignes de champ. Leur sens dépend du signe de la charge. L'énergie cinétique E_c de la particule croît sous l'action du champ.

$$\Delta E_c = QU$$

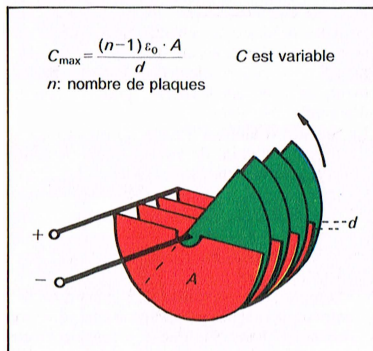
Cette relation sert de définition à l'unité d'énergie qui est surtout utilisée en physique atomique et nucléaire : l'électronvolt.

1 **électronvolt** (noté eV) est égal à l'énergie acquise par une charge élémentaire lorsqu'elle est accélérée sous une différence de potentiel de 1 V.

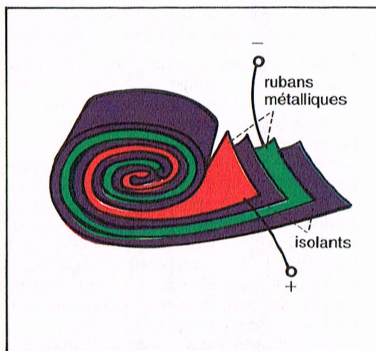
Conversion : 1 eV = $1,602 \times 10^{-19}$ Joule.



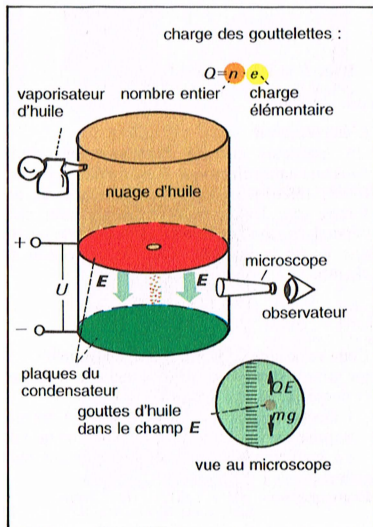
Condensateurs plans



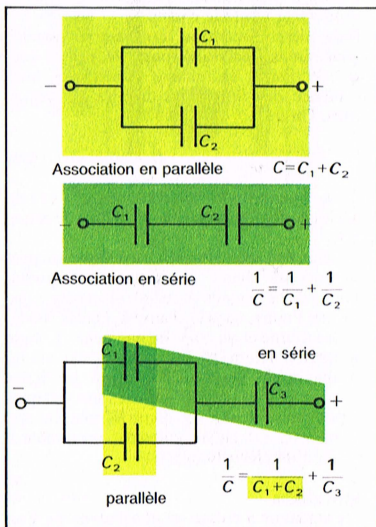
Condensateur à air



Condensateur empilé



Expérience de Millikan



Association de condensateurs

Si un conducteur porte la charge positive $+Q$ et un autre, la charge négative $-Q$, il existe entre eux une tension électrique U . On a alors :

$$U = \frac{Q}{C}$$

La constante de proportionnalité C s'appelle **capacité électrique** (notée C).

L'association des conducteurs peut prendre des formes très différentes, par ex. des plaques parallèles, une charge ponctuelle et une plaque, des cylindres concentriques ou encore des sphères.

La capacité électrique a pour unité le **Farad** (symbole F), qui tient son nom de MICHAEL FARADAY (1791-1867).

$$1 \text{ Farad} = 1 \text{ Coulomb/Volt}$$

Le Farad est une très grande unité. On utilise plus fréquemment les sous-unités μF ou pF .

Condensateur

Un **condensateur** est un ensemble de conducteurs ayant une capacité déterminée.

La capacité électrique ne dépend que de la forme et des dimensions du conducteur.

Le **condensateur plan** se compose de deux plaques appelées armatures, de même grandeur et de même forme, parallèles, isolées l'une par rapport à l'autre et conductrices d'électricité. Elles portent des charges de même valeur, de signes opposés. Dans le vide, on a :

$$C = \epsilon_0 A/d$$

A : surface d'une plaque du condensateur ; d : distance entre les plaques ; ϵ_0 : permittivité du vide.

Remarques : C augmente lorsque l'écart entre les plaques diminue. Si l'on maintient constante la tension entre les plaques du condensateur et que l'on augmente la distance qui les sépare, la charge portée par les plaques diminue.

Par ex. un condensateur de $2 \text{ cm} \times 0,2 \text{ cm}$ dont la distance entre les plaques est 1 mm , possède dans le vide la capacité $C = 0,354 \text{ pF}$. Dans l'air, C a pratiquement la même valeur.

Sur le bord des plaques, les lignes de champ électrique ne sont pas parallèles. Afin que ces lignes de champ soient partout parallèles, on entoure l'une des plaques par un anneau de garde.

Les **condensateurs empilés** sont constitués d'une alternance de plaques isolantes et conductrices généralement enroulées afin d'économiser de l'espace.

Condensateur sphérique. Le champ électrique est créé entre deux enveloppes sphériques et conductrices. Dans le vide, on a :

$$C = 4\pi\epsilon_0 r_1 r_2 / (r_2 - r_1)$$

avec r : rayon de la sphère, $r_2 > r_1$.

Le **condensateur cylindrique** se compose de deux enveloppes cylindriques coaxiales.

Dans le vide on a :

$$C = 2\pi\epsilon_0 l / \ln(r_2/r_1)$$

avec l : longueur du cylindre ; r : rayon du cylindre, $r_2 > r_1$.

L'énergie du champ électrostatique est

$$E = \frac{1}{2} CU^2.$$

Associations de condensateurs

Lors d'une *association en parallèle*, la capacité totale C est la somme des différentes capacités $C_1, C_2, \dots, C_n$.

$$C = \sum_i^n C_i = C_1 + C_2 + C_3 + \dots + C_n$$

Lors d'une *association en série*, les différents condensateurs sont reliés entre eux en formant une chaîne dans laquelle une plaque est associée à une autre de signe contraire. On a :

$$1/C = \sum_i^n 1/C_i = 1/C_1 + 1/C_2 + 1/C_3 + \dots + 1/C_n$$

Applications

Les **électromètres à fil ou feuilles** permettent la mesure des charges électriques. Un fil conducteur d'une épaisseur de quelques micromètres est tendu dans un condensateur plan (distance des plaques d). Si une charge Q parvient sur le fil, une force d'intensité $F = QU/d$ s'exerce sur ce fil. U : tension entre les plaques du condensateur. Le fil se courbe proportionnellement à Q . Si on observe le fil au microscope, on peut mesurer des charges d'environ 10^{-15} C .

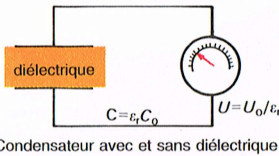
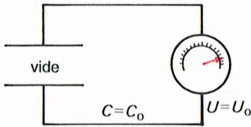
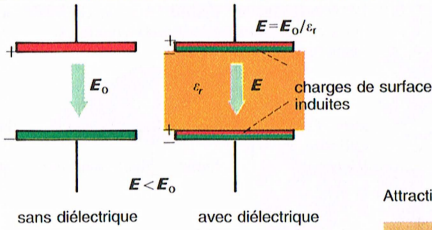
Mesure de la charge élémentaire. Cette mesure a été faite pour la première fois en 1909 par ROBERT MILLIKAN (1868-1953 ; prix Nobel en 1923).

On vaporise de minuscules gouttelettes d'huile dans le champ d'un condensateur à plaques horizontales (tension U , distance entre les plaques d). Avec un éclairage latéral on peut observer les différentes gouttelettes au microscope. Celles-ci sont soumises à l'action de leur poids $P = mg$ qui les entraîne vers le bas et à la force électrostatique QU/d qui les pousse vers le haut (le champ du condensateur étant orienté de manière appropriée). On fait varier la tension aux bornes du condensateur jusqu'à ce que la goutte reste en équilibre. Les deux forces dans ce cas se compensent. On a :

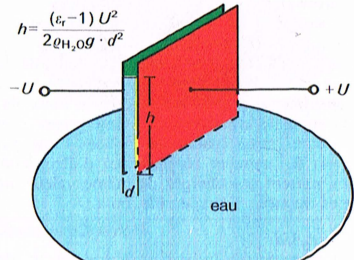
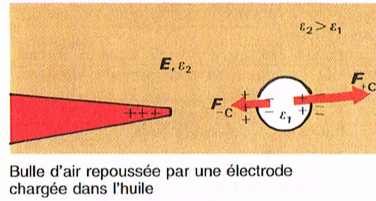
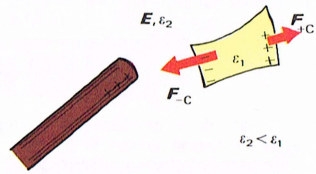
$$Q = mgd/U$$

La masse des gouttelettes m est déterminée grâce au frottement visqueux.

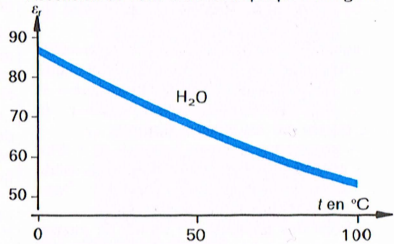
Millikan mit en évidence que Q est toujours un multiple entier d'une très petite charge : la charge élémentaire notée e .



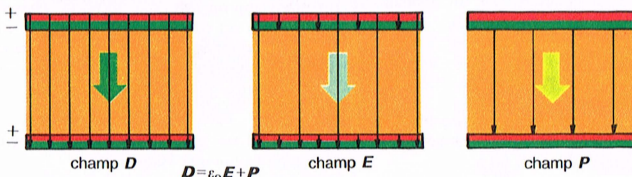
diélectrique	ϵ_r	χ_o
Vide	1	0
Air	1,00054	0,00054
Hélium	1,0055	0,0055
Téflon	2,1	1,1
Polyéthylène	2,3	1,3
Benzène	2,3	1,3
Huile d'olive	3,1	2,1
Papier	3,5	2,5
Soufre	3,5	2,5
Bakélite	4,8	3,8
Chloroforme	4,8	3,8
Ambre	5,4	4,4
Porcelaine	6,5	5,5
Néoprène	6,9	5,9
Mica	7,0	6,0
Iode	11,1	10,1
Éthanol	24	23
Glycérine	43	42
Eau (18 °C)	81,1	80,1
Oxyde de titane	100	99



Ascension de l'eau entre deux plaques chargées



Influence de la température sur ϵ_r



Lignes de champ dans un condensateur avec diélectrique

Si on place un milieu isolant dans un champ électrique E d'un condensateur, E induit sur celui-ci des charges de surface. Cet isolant se polarise.

Le milieu isolant soumis au champ électrique est appelé **diélectrique**.

La capacité C du condensateur est :

$$C = \epsilon_r C_0$$

avec C_0 : capacité sans diélectrique ; C : capacité avec diélectrique ; ϵ_r : **permittivité relative**.

$$\epsilon_r = C/C_0 \quad \text{Permittivité relative}$$

ϵ_r est une grandeur sans dimension, toujours ≥ 1 ; elle dépend du matériau et de la température. Pour le vide $\epsilon_r = 1$, pour l'air $\epsilon_r = 1,00054$. L'eau possède une valeur élevée $\epsilon_r = 81,1$.

Le produit de la permittivité relative ϵ_r et de la permittivité du vide ϵ_0 s'appelle **permittivité** (notée ϵ) du diélectrique.

$$\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0 \quad \text{Permittivité}$$

ϵ_r est ainsi le rapport de la permittivité d'un matériau sur la permittivité du vide.

Pour un condensateur à plaques, séparées par un diélectrique, on a :

$$C = \epsilon_r \epsilon_0 A/d = \epsilon A/d$$

En général, la capacité d'un montage avec un diélectrique est supérieure du facteur ϵ_r à celle d'un condensateur du même montage dans le vide.

Si on remplit un condensateur chargé et isolé (tension U_0 , charge Q_0 , et champ électrique E_0) avec un diélectrique, on observe que :

La tension entre les plaques diminue.

$$U = U_0/\epsilon_r$$

Le champ électrique diminue.

$$E = E_0/\epsilon_r$$

La **polarisation électrique** (notée P) est une mesure des dipôles qui apparaissent dans le diélectrique, sous l'influence d'un champ électrique E . Ce sont des dipôles permanents. En règle générale la *polarisation par orientation* et la *polarisation par déformation* apparaissent simultanément.

On a :

$$P = (\epsilon_r - 1)\epsilon_0 E \quad \text{Polarisation}$$

P a la même direction que le champ E . Les lignes de champ de P partent des charges de surface négatives pour aboutir aux charges de surface positives.

$\epsilon_r - 1$ s'appelle la **susceptibilité électrique** (notée χ_e).

Applications

Si on place de très petits objets mobiles dans un champ électrique, ils sont polarisés et deviennent ainsi des dipôles. Ils sont attirés dans le champ (par ex. des gouttes d'huile dans l'air). Dans le cas de bulles d'air dans l'eau, ils subissent une force de répulsion.

Dans un champ électrique avec diélectrique, on a :

$$D = \epsilon E \text{ et } D = \epsilon_0 E + P$$

avec D : déplacement électrique.

Les lignes de champ de D partent des charges positives d'une plaque d'un condensateur, passent par le diélectrique et aboutissent aux charges négatives de l'autre plaque.

Les lignes de champ de E partent également des charges positives d'une plaque du condensateur, mais n'aboutissent que partiellement sur les charges de surface induites du diélectrique.

Lors d'une **polarisation par déformation**, une molécule acquiert un moment dipolaire par déplacement de charges dans un champ électrique. Si E disparaît, la polarisation par déformation s'annule.

On a :

$$p = n\alpha E$$

avec p : polarisation par déformation ; n : concentration des molécules ou des atomes dans le diélectrique ; α : **polarisabilité** d'un atome ou d'une molécule.

α est une mesure de la capacité d'une particule à se déformer donc de la capacité des charges de cette particule à se déplacer dans l'espace. $\alpha \approx 2\pi\epsilon_0 r^3$; (r : rayon des particules).

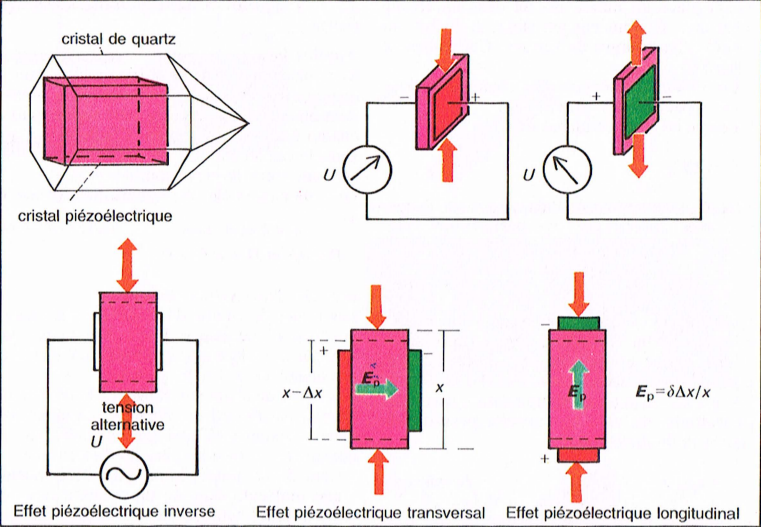
A l'intérieur d'un diélectrique, les charges induites n'apparaissent comme charges de surfaces qu'aux surfaces frontières.

Lors d'une **polarisation par orientation** les molécules en tant que dipôles permanents tendent à s'orienter dans le champ électrique qu'elles subissent. Si E disparaît, les dipôles sont certes conservés, mais ils sont disposés de manière irrégulière et ne contribuent pas de ce fait à la polarisation P .

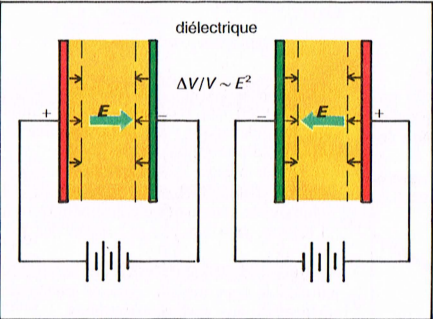
La **densité d'énergie électrique** w_e dans le champ d'un condensateur avec diélectrique est :

$$w_e = \epsilon_r \epsilon_0 E^2/2$$

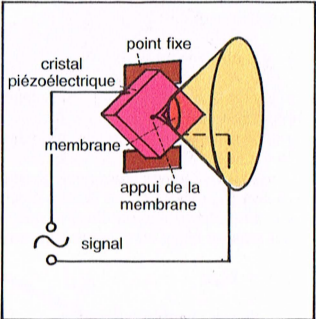
La densité d'énergie électrique est donc plus élevée que celle dans le vide du facteur ϵ_r .



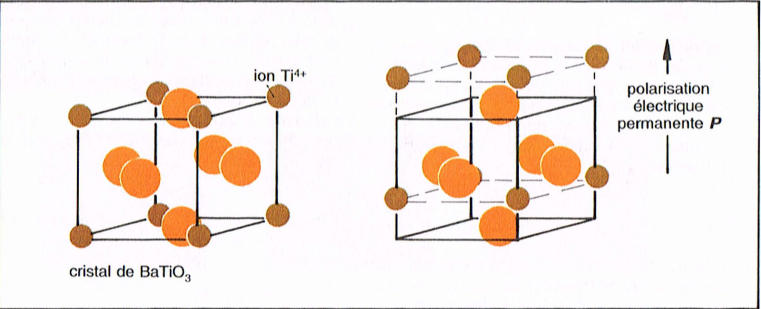
Effet piézoélectrique



Électrostriction



Haut-parleur à cristal



Électret

La piézoélectricité apparaît sur les surfaces de quelques cristaux, céramiques et matières synthétiques lorsqu'on les déforme mécaniquement le long de certains axes. Les frères JACQUES CURIE (1855-1941) et PIERRE CURIE (1859-1906) découvrirent cet effet piézoélectrique en 1880 (du grec *piezô* : comprimer).

Les cristaux sont piézoélectriques s'ils possèdent les propriétés suivantes : isolants électriques et ne possédant pas de centre de symétrie.

Exemple : Le quartz, la tourmaline, certaines céramiques, le titanate de baryum, les sucres. Les diodes piézoélectriques utilisent cette propriété pour transformer des signaux mécaniques en signaux électriques.

Les liquides et les gaz ne manifestent pas d'effet piézoélectrique.

On a :

$$E_p = \delta \Delta x / x$$

E_p : champ piézoélectrique ; Δx : déformation ; $\Delta x / x$: déformation relative ; δ : coefficient piézoélectrique.

δ est exprimé en V/m. Sa valeur s'étend de 10^7 V/m à 10^9 V/m.

La tension piézoélectrique U obtenue pour un changement de longueur Δx est :

$$U = \delta \Delta x$$

On obtient une tension $U = 10$ Volts pour une déformation d'environ 10^{-9} cm dans le quartz.

Le sel de Seignette ($\text{KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6$) possède de loin la plus grande valeur δ , mais il n'est pratiquement plus utilisé. En effet, il ne possède cette valeur élevée qu'entre -16°C et $+24^\circ\text{C}$, ne possède qu'une faible résistance mécanique et est très sensible à l'humidité.

Le champ piézoélectrique se situe entre les surfaces frontales du matériau. La compression et la dilatation engendrent des lignes de champ opposées. On distingue :

L'effet piézoélectrique transversal : $\Delta x \perp E$

L'effet piézoélectrique longitudinal : $\Delta x \parallel E$
avec E : déformation.

Utilisations

Mesure de la pression, microphone, tête de lecture d'un tourne-disque (un cristal piézoélectrique transforme les oscillations mécaniques en oscillations électriques).

GABRIEL LIPPMANN (1845-1921) et PIERRE CURIE découvrirent l'effet piézoélectrique inverse en 1881 : si on soumet un cristal piézoélectrique à une tension électrique, il se contracte ou se dilate, suivant la direction du champ électrique.

Utilisations

Si on soumet un cristal piézoélectrique à une tension alternative, il vibre avec la même fré-

quence que celle de la tension. Depuis 1922, ce phénomène est utilisé afin de stabiliser les circuits électriques oscillants. L'excitation de cristaux de quartz permet de produire des ultrasons. Les *montres à quartz* : si la fréquence de la tension alternative fournie correspond à la fréquence propre d'oscillation du cristal de quartz, il apparaît une oscillation de résonance particulièrement constante au cours du temps.

La stabilité relative de fréquence du quartz est d'environ $1/10^{10}$, c.-à-d. qu'au bout d'une année, la différence par rapport à un étalon est d'environ $1/1000$ s ($1 \text{ an} = 3,15 \times 10^7$ s).

Électrostriction. Un diélectrique soumis à un champ électrique se contracte. A l'intérieur, les dipôles s'attirent mutuellement lorsqu'ils sont disposés le long des lignes de champ. L'électrostriction apparaît dans les corps solides, liquides ou gazeux.

On a :

$$\Delta V / V \sim \epsilon E^2$$

avec $\Delta V / V$: contraction du volume ; ϵ : permittivité de la substance ; E : intensité du champ électrique.

Il n'apparaît que des contractions.

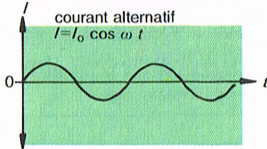
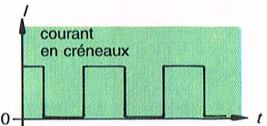
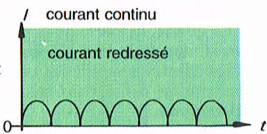
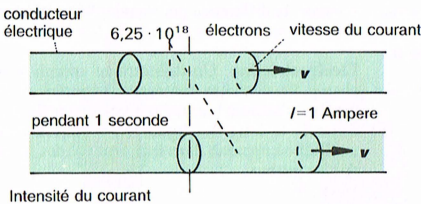
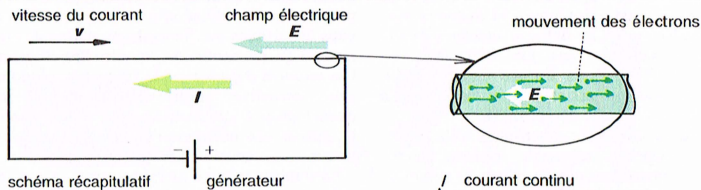
Pyroélectricité. Lorsqu'un cristal est soumis à une variation de température, il apparaît entre ses faces opposées un champ électrique. Ce phénomène résulte du déplacement des ions à l'intérieur du cristal. Il est particulièrement net dans la tourmaline.

L'effet électrocalorique est l'inverse de l'effet pyroélectrique. Si on soumet un cristal pyroélectrique à une tension électrique, il se réchauffe ou se refroidit.

Ferroélectricité. Les substances ferroélectriques sont polarisées électriquement en permanence c.-à-d. qu'elles portent spontanément des charges électriques de surface. Cet effet est difficilement observable car il est très faible.

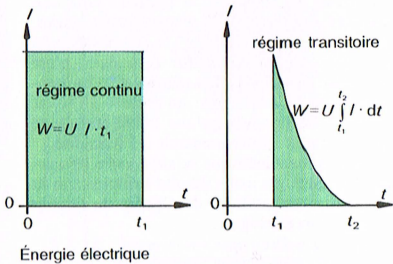
Une substance ferroélectrique s'appelle **électret**.

Exemple : Quartz, sel de Seignette, titanate de baryum (BaTiO_3).



Conducteur électrique	
Nœud	
Interrupteur	
Courant continu	$=$
Générateur de tension continue	
Courant alternatif	
Générateur alternatif	
Pile électrique	
Association de piles	
Ampèremètre	
Voltmètre	
Conducteur ohmique	
Condensateur	
Générateur de courant	
Lampe à incandescence	

Symboles de composants électriques



	I en A
Un électron par seconde	$1,60 \cdot 10^{-19}$
Pulsion nerveuse	10^{-11}
Bêta-tron	10^{-9} jusqu'à 10^{-8}
Tube de Röntgen	10^{-2}
Accélérateur linéaire	10^{-6} jusqu'à 1
Lampe de poche	0,2
Ampoule	0,1 jusqu'à 0,6
Four à micro-ondes	10
Gymnote	jusqu'à 100
Fer à souder	500
Locomotive électrique	2000
Foudre	10^4
Four d'aciérie	10^5
Générateur à plasma	10^7

Exemples d'intensité de courant

Un **courant électrique** existe lorsque des porteurs de charges électriques, par ex. des électrons ou des ions, se déplacent dans un champ électrique.

Le **courant électrique dans des conducteurs métalliques** : les électrons de valence des métaux sont si faiblement liés qu'un apport très faible d'énergie suffit à les libérer. A l'intérieur du métal, se forme alors un gaz d'électrons. Un champ électrique E accélère ces électrons. La vitesse du courant de surface v est cependant constante car les électrons entrent sans cesse en collision avec les ions du métal et perdent ainsi constamment de l'énergie. Pour un gaz d'électrons, la direction de v est opposée à celle de E . La valeur de la vitesse est de l'ordre du mm/s.

Lorsque l'on branche une source de courant, le courant passe aussitôt car le champ électrique E s'établit à la vitesse de la lumière.

Convention : La **direction du courant électrique** dans un montage électrique est orientée dans le sens du mouvement des charges positives, donc de la borne positive + vers la borne négative -.

Cette convention date de l'époque où les véritables porteurs de charges étaient encore inconnus.

Intensité du courant électrique. L'intensité (notée I) du courant électrique est la charge totale qui traverse la section du conducteur électrique par unité de temps.

En général, on a :

$$I = dQ/dt \quad \text{Intensité}$$

avec Q : charge électrique totale, exprimée en Coulomb ; t : temps, exprimé en seconde.

L'intensité I a pour unité l'**Ampère** (noté A) qui est une unité de base du système d'unités international (S.I.)

Courant électrique continu : Le sens de I est indépendant du temps. L'intensité reste constante.

Courant électrique alternatif : I est une fonction périodique du temps. Par ex.

$$I = I_0 \cos(\omega t).$$

Décharge électrique : Passage de I pendant un temps très bref.

Définition :

L'ampère est l'intensité d'un courant électrique constant qui, passant dans deux conducteurs rectilignes, parallèles, de section circulaire négligeable, et de longueur infinie, placés à 1 mètre l'un de l'autre dans le vide, produirait entre ces conducteurs une force égale à 2×10^{-7} Newton par mètre de longueur.

Ancienne définition : 1 A sépare 1,118 mg d'argent par seconde d'une solution aqueuse de nitrate d'argent.

L'unité de l'intensité électrique porte le nom d'ANDRÉ AMPÈRE (1775-1836).

Conversion : Il passe 1 C par s, pour une intensité électrique de 1 A.

Donc :

$$Q = It$$

Exemple : 2,5 A passent durant 4 min dans un fil, c.-à-d. 600 C. Il passe donc $600/(1,60 \times 10^{-19}) = 3,75 \times 10^{21}$ électrons dans la section d'un fil de fer.

L'ampèremètre mesure l'intensité électrique du courant. Le galvanomètre est un ampèremètre particulièrement sensible.

Densité de courant électrique. En un point d'un milieu dans lequel se déplacent des charges électriques, la densité de courant électrique (notée j) a pour module le rapport de l'intensité du courant de ces charges dI à une section dA : $j = dI/dA$. Elle s'exprime en A/m².

L'énergie électrique est l'énergie que la source de courant électrique doit fournir afin de déplacer les porteurs de charges. Par ex. un gaz d'électrons à travers un conducteur électrique. On a :

$$W = UI \quad \text{Loi de Joule}$$

avec W : énergie électrique ; U : tension électrique entre les deux extrémités du conducteur ; t : durée durant laquelle passe le courant I .

Si I change avec le temps, on a :

$$W = \int U I dt \quad \text{Énergie électrique}$$

L'énergie électrique s'exprime en Joule ou en Watt seconde.

Exemple : Si un courant indépendant du temps de 8 A, pour une tension de 24 V passe pendant une durée de 2 min, la source de courant fournit une énergie $W = 24 \times 8 \times 2 \times 60$ V.A.s = $2,30 \times 10^4$ W · s = 6,4 W · h.

W est partiellement ou complètement transformée en chaleur. Cette énergie est proportionnelle à I^2 .

Utilisations

La transformation du travail électrique en chaleur est utilisée, par ex. dans les appareils de chauffage, les lampes à incandescence, les fusibles qui fondent quand l'intensité est trop élevée, les bilames qui se déforment et permettent la régulation d'appareils.

La **puissance du courant** est le travail électrique fourni ou reçu par unité de temps.

On a :

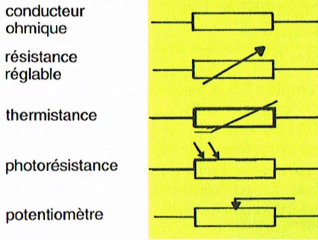
$$P = UI \quad \text{Puissance électrique}$$

Si I est indépendant du temps, on utilise la valeur moyenne de I .

Dans le cas d'un conducteur ohmique de résistance R , on a $P = RI^2 = U^2/R$.

La puissance électrique s'exprime en Watt.

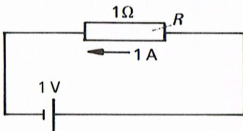
224 Électricité et magnétisme



Symboles de conducteurs ohmiques

$$R = \frac{l}{\sigma F} + \frac{l}{\sigma F}$$

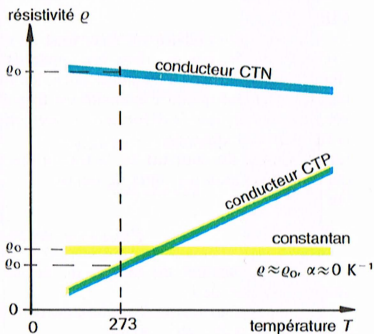
Résistance d'une tige métallique



unité de résistance

Couleur	Nombre	Puissance de 10	Tolérance en %
noir	0	0	
marron	1	1	1
rouge	2	2	2
orange	3	3	
jaune	4	4	
vert	5	5	0,5
bleu	6	6	
violet	7	7	
gris	8	8	
blanc	9	9	
or		-1	5
argent		-2	10
sans couleur			20

Code des couleurs

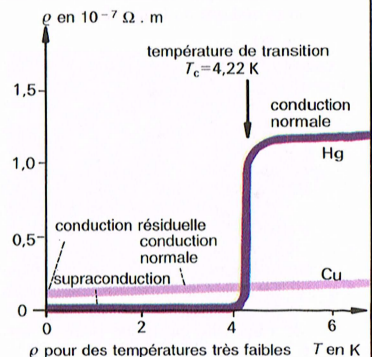
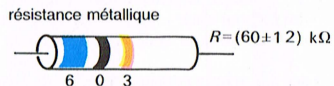
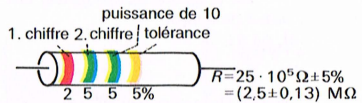


Matériau	Résistivité ρ en $\Omega \cdot m$ à 20 °C	Coefficient de température α en K^{-1}
Argent	1,59	0,0041
Cuivre	1,67	0,0068
Aluminium	2,65	0,0043
Tungstène	5,65	0,0045
Fer	9,71	0,0065
Platine	10,6	0,0039
Constantan	49	0,0001
Mercure	98,4	0,0009
Carbone	$3,5 \cdot 10^{-5}$	-0,0005
Germanium	0,46	-0,05
Silicium	20	-0,07
Verre	10^{10} bis 10^{14}	
Ebonite	10^{13} bis 10^{16}	
Ambre	10^{21}	

cond. semi-cond. isolant

Matériau	T_c en K
tungstène	0,012
hafnium	0,35
titane	0,39
aluminium	1,20
mercure	4,22
plomb	7,26
niobium	9,22

résistor en céramique



Si un courant électrique traverse un matériau, celui-ci oppose une résistance électrique (notée R) au courant.

Pour les métaux :

$$R = \rho l / S$$

avec ρ : résistivité électrique ; l : longueur ; S : section du matériau traversé par le courant.

La résistance équivalente d'un circuit comportant un ensemble de conducteur de résistance $R_1, R_2, \dots, R_n$ est déterminée par les relations suivantes :

Dans le cas d'un branchement en série

$$R_e = R_1 + R_2 + \dots + R_n = \sum_i^n R_i,$$

Dans le cas d'un branchement en parallèle :

$$1/R_e = 1/R_1 + 1/R_2 + \dots + 1/R_n = \sum_i^n 1/R_i$$

La **résistance électrique** (notée R) a pour unité l'Ohm (symbole Ω). C'est une unité dérivée du S.I.

Un matériau a la résistance électrique de 1 Ohm lorsqu'un courant électrique de 1 Ampère passe, sous une tension de 1 Volt.

GEORGES OHM (1789-1854) découvrit la résistance électrique en 1826.

Les résistors ou conducteurs ohmiques utilisés dans les *montages électriques* sont généralement constitués d'un alliage nickel-chrome ou de couches de carbone. R est déterminé grâce à un code des couleurs :

Les anneaux colorés 1 et 2 donnent les deux premiers chiffres significatifs de la résistance, L'anneau 3 le multiplicateur sous forme de puissance 10 et l'anneau 4 la tolérance en %.

Exemple : la combinaison de couleur rouge, verte, orange et argentée signifie que la résistance vaut $R = 25 \times 10^3 \Omega$ avec une incertitude relative de 10 %.

Donc $R = (25 \pm 2,5) \text{ k}\Omega$.

La **résistivité** (notée ρ) est exprimée en $\Omega \cdot \text{m}$. ρ dépend du matériau et de la température. Les métaux ont des valeurs très petites de ρ . Ce sont de bons conducteurs électriques. Les matériaux possédant une résistivité élevée sont des *isolants*. Les semi-conducteurs ont des valeurs de ρ intermédiaires.

La **conductance électrique** (notée G) est l'inverse de la résistance électrique, donc :

$$G = 1/R$$

G est exprimée en Siemens (symbole S). Elle tient son nom de WERNER VON SIEMENS (1816-1892). L'unité S.I. est l'ampère par volt.

$$1 \text{ S} = 1 \text{ A/V} = 1 \Omega^{-1}$$

La **conductivité électrique** (notée γ) est l'inverse de la résistivité électrique, donc :

$$\gamma = 1/\rho$$

γ est exprimé en S/m.

La conductivité électrique γ et la conductibilité thermique λ sont souvent proportionnelles l'une par rapport à l'autre. Pour de nombreux, il existe la relation formulée en 1853 appelée **loi de Wiedemann-Franz** :

$$\lambda/\gamma = (3k^2/e^2)T$$

avec k : constante de Boltzmann ; e charge élémentaire ; T : température absolue.

Influence de la température sur ρ

Pour les métaux, on a :

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha T)$$

avec ρ : résistivité ; ρ_0 : résistivité à 0°C ; α : coefficient de température du métal ; T : température absolue.

De manière approchée on peut également écrire :

$$\rho = \rho_0 T/T_0 \text{ avec } T_0 = 273 \text{ K.}$$

Pour de nombreux métaux, on a :

$$\alpha \approx 1/273 \text{ K}^{-1}$$

De nombreux alliages (par ex. le constantan) ont pour valeur $\alpha = 0 \text{ K}^{-1}$, c.-à-d. que la dépendance à la température est élevée. On fabrique à partir de ceux-ci des conducteurs ohmiques de précision.

Les métaux sont des *conducteurs C.T.P* (coefficient de température positif). La résistance augmente avec la température.

Les semi-conducteurs sont des *conducteurs C.T.N* (coefficient de température négatif). Ils sont d'autant plus conducteurs qu'ils sont plus chauds.

Utilisation

Le thermomètre à résistance. Ces thermomètres sont le plus souvent équipés d'un fil de platine étalonné. Si on mesure R , on peut facilement calculer T . Domaine de mesure : -250°C jusqu'à $+800^\circ \text{C}$.

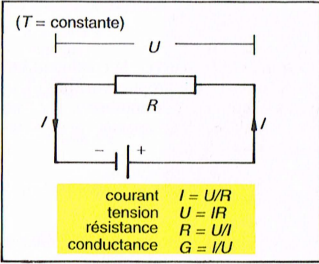
Supraconductivité

Si on refroidit des résistances électriques en dessous d'une température très basse appelée *température de transition* (notée T_c), on observe une augmentation subite de la conductivité électrique. Ils sont *supraconducteurs*.

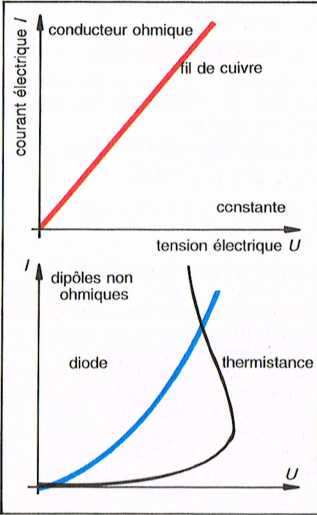
HEIKE KAMERLINGH ONNES (1853-1926) découvrit la supraconductivité en 1911.

En 1986, J.G. BEDNORZ et K.A. MÜLLER (prix Nobel 1987) fabriquèrent des supraconducteurs à haute température sur la base de céramique La-Ba-Cu-O. La température de transition atteinte est $T_c > 100 \text{ K}$.

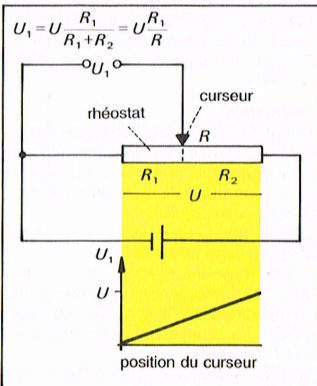
On utilise les supraconducteurs pour la conduction de courants très élevés et la production de champs magnétiques très élevés.



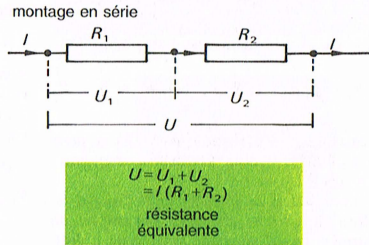
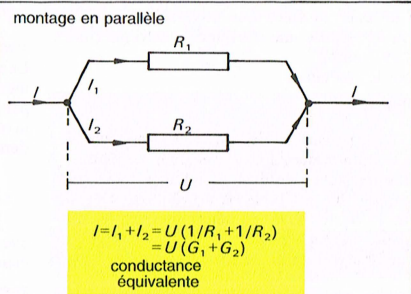
Loi d'Ohm



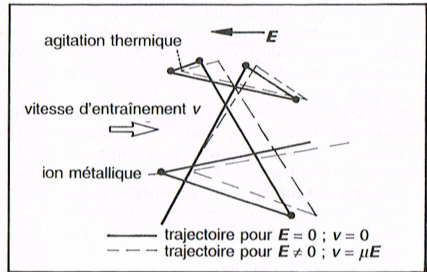
Caractéristiques de différents dipôles



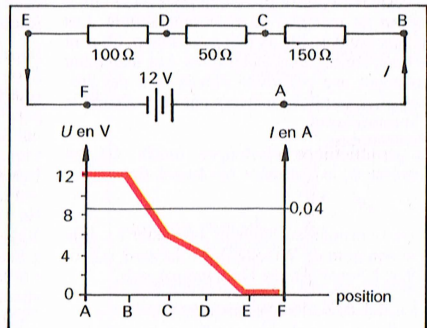
Montage potentiométrique



Association de conducteurs ohmiques



Collision des électrons dans un conducteur



Variation de la tension dans le montage électrique

La tension U appliquée aux bornes d'un conducteur ohmique de résistance R est proportionnelle à l'intensité I qui le traverse. La **loi d'Ohm** s'écrit :

$$I = U/R \text{ ou } I = GU \quad \text{Loi d'Ohm}$$

avec G : conductance électrique.

La loi d'Ohm est indépendante du sens du courant.

GEORG OHM (1789-1854) établit cette relation importante, utilisée très fréquemment.

Exemple : Si on branche une batterie de 12 V à un moteur électrique arrêté, d'une puissance de 90 W, il passe un courant $I = 90/12 = 7,5$ A. La résistance du moteur est $R = 12/7,5 = 1,6 \Omega$. Lorsque le moteur tourne, la résistance de la bobine inductrice diminue d'environ 1/5.

La représentation graphique de U en fonction de I , à température constante, s'appelle la **caractéristique du dipôle**. Le conducteur est dit ohmique quand $dU/dI = \text{constant}$, c.-à-d. que la pente de la caractéristique est constante.

Les métaux et les solutions d'électrolyte sont pour des domaines de courant étendus des conducteurs ohmiques.

Les *dipôles non ohmiques* sont par ex. des semi-conducteurs, des tubes de décharge de gaz, des diodes, des thermistances. Le rapport entre U et I n'est pas constant. La caractéristique n'est pas une droite.

On retrouve une loi équivalente à la loi d'Ohm pour la conduction de la chaleur dans les métaux :

$$\Phi = R\Delta T$$

avec Φ : densité de flux de chaleur ; R : résistance thermique du matériau ; ΔT : différence de température.

Association de conducteurs ohmiques

La tension totale aux bornes de plusieurs conducteurs ohmiques associés en série est la somme des tensions aux bornes de ces dipôles.

$$U_i = R_i I, \text{ alors } U = \sum_i U_i = \sum_i R_i I \text{ et } R = \sum_i R_i.$$

La résistance équivalente d'un **montage en série** est la somme des différentes résistances. Dans un *montage en parallèle* la tension aux bornes des différents conducteurs ohmiques est la même. Le courant qui traverse chaque conducteur ohmique est $I = U/R_i$. Alors l'intensité totale est $I = \sum_i I_i = \sum_i U/R_i$. La valeur de la résistance équivalente est $1/R = \sum_i 1/R_i = \sum_i G_i$. La

résistance équivalente dans un **montage en parallèle** est la somme des conductances.

Application

Le **potentiomètre**. Si on dispose d'une tension U , mais que l'on désire avoir une tension moins élevée U_1 , on divise la résistance R du circuit en deux résistances R_1 et R_2 . On a donc d'après la loi d'Ohm $I = U/(R_1 + R_2)$ alors :

$$U_1 = UR_1/(R_1 + R_2) = UR_1/R_2$$

Dans la pratique, un dipôle ohmique de résistance variable entre 0 et R sert de potentiomètre.

Loi d'Ohm et densité de courant

La densité de courant de conduction a pour expression

$$j = \gamma E$$

avec E : valeur du champ électrique à l'intérieur du conducteur.

La densité de courant est la densité du nuage électronique qui transporte, par unité de temps, une charge avec une vitesse v à travers la section du conducteur.

$$j = nve$$

avec n : nombre de porteurs de charge (par ex. les électrons) par m^3 de matériau ; v : vitesse d'entraînement des charges ; e : charge élémentaire.

Afin que la loi d'Ohm soit valable, v doit être proportionnelle à E , donc :

$$v = \mu E \quad \text{Vitesse d'entraînement}$$

μ s'appelle la **mobilité** des porteurs de charge. Elle s'exprime en $\text{m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$.

La résistivité électrique ρ est :

$$\rho = 1/(en\mu)$$

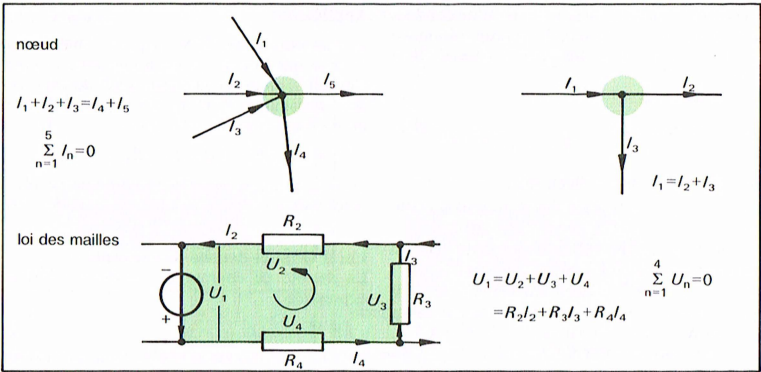
La loi d'Ohm n'est pas valable pour tous les composants électriques par ex. les semi-conducteurs.

La **vitesse d'entraînement des électrons** dans un conducteur est faible.

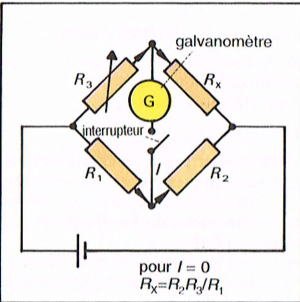
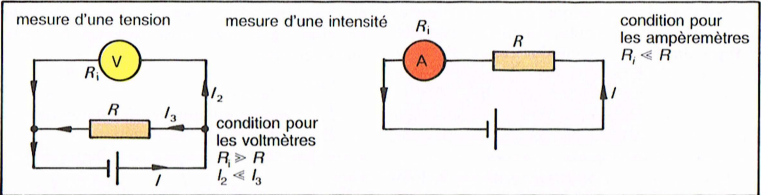
Exemple : Dans le cuivre, seul un électron par atome contribue à la conduction du courant, la mobilité μ est donc :

$$\mu = 1/(nep) = 4,44 \times 10^{-4} \text{m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$$

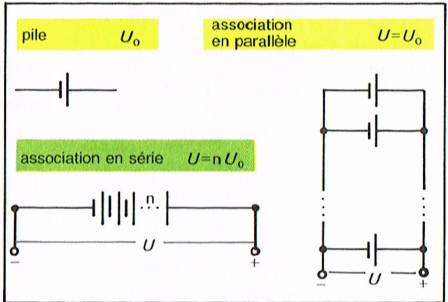
Pour une densité de courant $j = 5 \text{ A/mm}^2$ et un champ électrique $E = 0,0836 \text{ V/m}$, on a une vitesse d'entraînement des électrons de seulement $v = 0,371 \text{ mm/s}$.



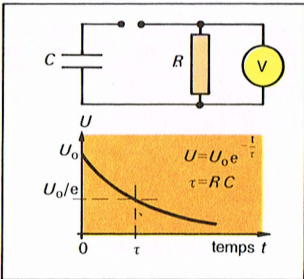
Lois de Kirchhoff



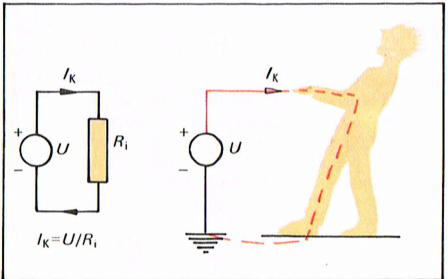
Pont de Wheastone



Association de piles



Décharge d'un condensateur



Passage du courant à travers le corps

Les **lois de Kirchhoff** qui tiennent leur nom de Gustav ROBERT KIRCHHOFF (1824-1887), sont à la base de l'analyse des montages électriques. Elles sont valables pour les conducteurs ohmiques et les courants continus. Les résistances des fils de jonction sont généralement négligeables. Ces lois sont également utilisables, par analogie, pour les courants alternatifs tant que l'approximation quasi-stationnaire est valable.

Loi des nœuds. La somme algébrique des intensités arrivant à un nœud est égale à la somme algébrique des intensités qui en repartent.

On choisit un sens dans lequel l'intensité est comptée positivement. Les courants qui arrivent et qui repartent d'un nœud portent des signes opposés, alors :

$$\sum_n I_n = 0$$

Loi des mailles. Dans un circuit fermé, la somme des tensions aux bornes des différents éléments de la maille est égale à zéro. Les tensions étant orientées dans le sens choisi, on a :

$$\sum_n U_n = 0$$

Pour **mesurer un courant**, on branche un ampèremètre en série dans le circuit. Chaque ampèremètre possède une résistance propre R_i , donc on a :

$$I = I_0 R / (R_i + R)$$

avec I : intensité du courant mesurée ; I_0 : intensité du courant sans l'ampèremètre ; R : résistance du circuit sans l'ampèremètre. On doit toujours avoir $R_i \ll R$, sinon la mesure est peu précise. Les ampèremètres ont donc des résistances très faibles.

Le domaine de mesure d'un ampèremètre peut être modifié grâce à un conducteur ohmique branché en parallèle appelé *shunt*.

Pour **mesurer une tension**, on branche un voltmètre en dérivation aux bornes du conducteur. Afin que l'instrument dérive le moins possible de courant, on doit avoir $R_i \gg R$. Les voltmètres ont donc des résistances très élevées.

On change le domaine de mesure du voltmètre en branchant des résistances additionnelles.

Les tensions peuvent être mesurées à l'aide d'un *potentiomètre*. La tension U_0 à mesurer est évaluée par rapport à une tension U connue réglable et opposée. On change U jusqu'à ce que les deux tensions se compensent. Alors $U_0 = U$.

Mesure d'une résistance. On peut mesurer une résistance, en mesurant I et U : $R = U/I$, d'après la loi d'Ohm.

Le **pont de Wheatstone**, découvert en 1843 par CHARLES WHEATSTONE (1802-1875), apporte plus de précision pour la mesure des résistances.

La résistance inconnue R_x est branchée avec trois autres résistances R_1 , R_2 et R_3 . La résistance R_3 peut être changée jusqu'à ce qu'il ne passe plus de courant entre les deux bras du pont. On a alors la condition d'équilibre :

$$R_x = R_2 R_3 / R_1$$

Pour la mesure de résistances très élevées, c.-à-d. $R > 10^9 \Omega$, on étudie la décharge d'un condensateur dans un conducteur ohmique. On a :

$$U = U_0 \exp(-t/RC)$$

avec U_0 : tension maximale ; t : temps ; C : capacité du condensateur. On appelle $\tau = RC$, la *constante de temps* du circuit. Au bout de la durée τ , la tension $U = U_0/e = 0,368 U_0$ V. Donc $R = \tau / C$.

Exemple : Si au bout de 10 s, la tension U aux bornes d'un condensateur $C = 5$ nF diminue jusqu'à la valeur $0,368 U_0$, alors :

$$R = 10 / (5 \times 10^{-9}) = 2 \times 10^9 \Omega.$$

Association de piles

Branchement en série. Si on branche les unes à la suite des autres n piles délivrant chacune une tension U_0 , la tension résultante est $U = nU_0$.

Branchement en parallèle. Si on branche n piles en dérivation, on a $U = U_0$. Avantage : la résistance interne baisse de $1/n$. La pile résultante peut délivrer un courant d'intensité plus élevée.

Résistance interne d'une pile

Une pile possède sa propre résistance r (résistance interne). Si l'intensité augmente dans le circuit, alors la tension délivrée par la pile diminue. On a $U = E - rI$ avec E : *force électromotrice* (tension pour $I = 0$).

L'intensité maximale débitée par la pile est :

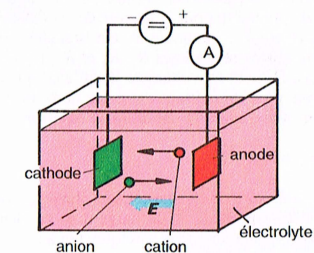
$I_{\max} = E/r$. Si le circuit a une résistance R , l'intensité est $I = E/(r + R)$. La puissance est donc $P = E^2 R / (r + R)^2$.

Court-circuit. Si $R \ll r$, l'intensité de court-circuit est $I = E/r$.

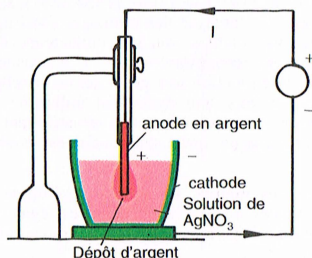
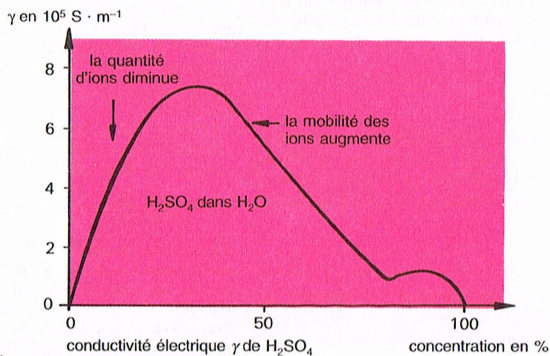
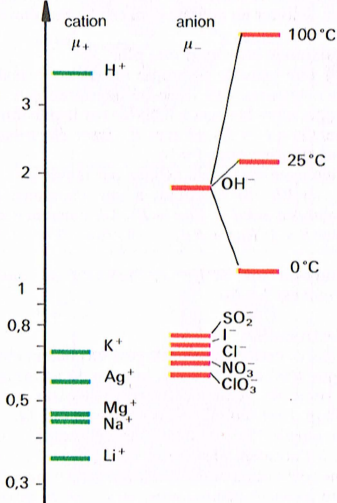
Électrocution

L'électrocution est le passage d'un courant électrique traversant le corps humain en entraînant la mort de celui-ci. La résistance du corps lorsqu'il est mouillé est d'environ 1 000 Ω .

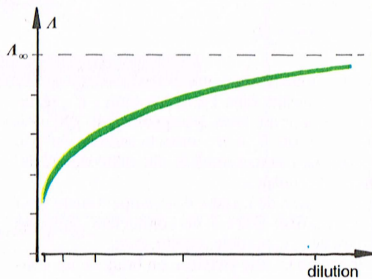
On appelle électrisation le cas où l'individu survit à l'accident électrique. Le passage du courant peut entraîner des contractions des muscles cardiaques et respiratoires, ainsi que de graves brûlures.



Électrolyse


Électrolyse d'une solution de AgNO_3

 μ en $10^{-7} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$


Mobilité des ions à 18 °C


conductivité molaire Λ et dilution

Électrolyte	Λ_{∞} en $\text{S} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{mol}^{-1}$ à 18 °C
HCl	0,104
NaOH	0,052
KOH	0,0418
H_2SO_4	0,0391
NaCl	0,0188
CuSO_4	0,00719
AgNO_3	0,00678

Électrolyte	Λ_{∞} en $\text{S} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{mol}^{-1}$ à 18 °C
HCl	0,104
NaOH	0,052
KOH	0,0418
H_2SO_4	0,0391
NaCl	0,0188
CuSO_4	0,00719
AgNO_3	0,00678

Si on plonge deux électrodes (plaques) dans un électrolyte, par ex. une solution aqueuse de chlorure de sodium (eau salée) et que l'on applique une tension électrique aux bornes de ces électrodes, il passe un courant électrique.

Les ions sont les porteurs de charge dans les électrolytes. Ils migrent vers les électrodes et perdent leur charge aux niveaux des électrodes.

L'**électrolyse** est la décomposition d'une substance grâce au passage d'un courant électrique. Les ions positifs de l'électrolyte s'appellent des **cations**. Ils migrent vers l'électrode négative appelée **cathode**. Les métaux forment des cations.

Les **anions** (ions négatifs) migrent vers l'électrode positive appelée **anode**. L'ion hydroxyde HO^- est un anion.

Exemple : Électrolyse d'une solution aqueuse de chlorure d'hydrogène HCl . Les ions H^+ captent un électron sur la cathode et forment une molécule de dihydrogène gazeux H_2 . Les ions chlorure Cl^- libèrent un électron sur l'anode et forment une molécule de dichlore gazeux Cl_2 .

Électrolyse de l'alumine Al_2O_3 . L'alumine est dissous dans un fluoroaluminate de sodium appelé cryolithe. A l'anode les ions O^{2-} formés lors de la dissolution de l'alumine réagissent avec le carbone déposé sur la cuve d'électrolyse. Il se forme du dioxyde carbone CO_2 puis du monoxyde de carbone CO . A la cathode les ions Al^{3+} sont réduits en métal aluminium.

MICHEL FARADAY (1791-1867) découvrit en 1837 les lois de l'électrolyse. Elles permirent pour la première fois de quantifier la charge électrique.

1. Loi de Faraday : La quantité de matière décomposée ou formée au niveau de chaque électrode est proportionnelle à la quantité d'électricité qui a traversé l'électrolyte. Donc :

$$n = Q/F$$

avec F : constante de Faraday.

$F = 9,648 \times 10^4 \text{ C/mol}$.

Si le courant I traversant l'électrolyte est constant, on a :

$$n = It/F$$

avec t : durée de l'électrolyse.

Utilisation

Unité de charge électrique. Si un courant d'intensité 1 A circule pendant 1 s , donc une quantité d'électricité de 1 C traverse une solution de nitrate d'argent AgNO_3 , il est libéré à la cathode une quantité d'argent $n = 1/9,648 \times 10^4 \text{ mol} = 1,036 \times 10^{-5} \text{ mol}$. Comme la masse molaire de l'argent est

$M = 107,9 \text{ g}$, la masse d'argent obtenue est $m = 1,118 \text{ mg}$. L'unité de charge électrique a été ainsi définie jusqu'en 1948.

1 mole d'AgNO_3 contient $N_A = 6,022 \times 10^{23}$ ions Ag^+ avec une charge électrique $Q = 1/(1,036 \times 10^{-5} \times 6,022 \times 10^{23}) \text{ C}$. Cette charge est appelée charge élémentaire $e = 1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$.

2. Loi de Faraday : Le rapport des quantités de matière différentes libérées par le passage d'une même quantité d'électricité se comporte comme le rapport des masses équivalentes.

On a :

$$n_1/n_2 = \text{masse éq.1} / \text{masse éq.2}$$

avec $\text{masse éq.} = \text{masse molaire} / z$.

z : nombre de charge de l'ion.

Exemple : la masse équivalente de l'ion SO_4^{2-} est $96,06/2 = 48,03 \text{ g}$.

Conductivité électrolytique

Dans un champ électrique E , les ions se déplacent entre les électrodes, avec une vitesse régulière v , à travers l'électrolyte. La force de Coulomb est compensée par la force de frottement des ions dans la solution. On a :

$$v = \mu E \quad \text{Vitesse des porteurs de charge}$$

avec v : vitesse d'ensemble des ions ; μ : mobilité des ions ; E : intensité du champ électrique.

Chaque ion a une mobilité différente. Dans l'eau, l'ion $\text{H}_3\text{O}^+_{\text{aq}}$ est le plus mobile.

$$\mu = 36,26 \times 10^{-8} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$$

Les anions et les cations contribuent au courant électrique dans l'électrolyte.

La **conductivité** γ d'un électrolyte, exprimée en S/m , est :

$$\gamma = F \sum_i |z_i| C_i \mu_i$$

avec μ_i : mobilité de l'ion i ; z_i : nombre de charge de l'ion i ; C_i : concentration de l'ion i ($\text{mol} \cdot \text{m}^{-3}$).

Pour des solutions infiniment diluées, μ_i tend vers une valeur limite μ_i^0 .

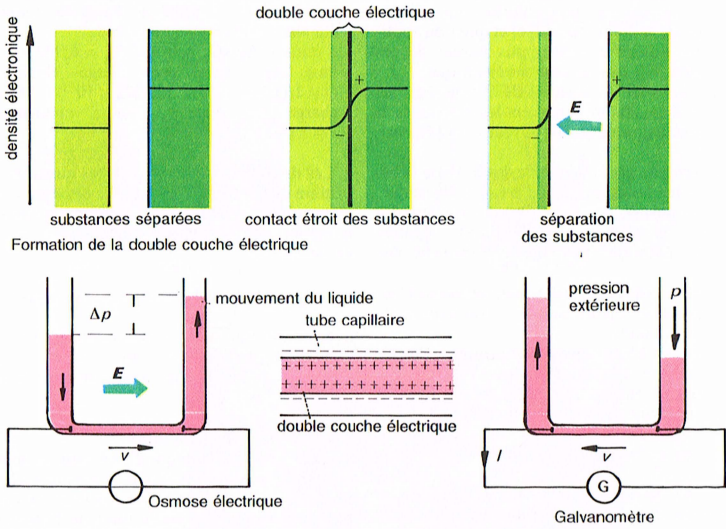
La **conductivité molaire** d'un électrolyte (notée Λ) est

$$\Lambda = \gamma/C$$

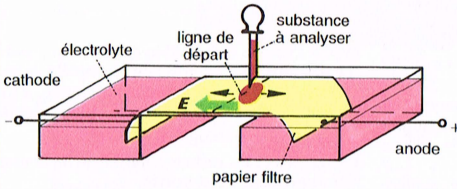
avec γ : conductivité ; C : concentration en quantité de matière (en $\text{mol} \cdot \text{m}^{-3}$).

Λ est exprimée en $\text{S} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{mol}^{-1}$

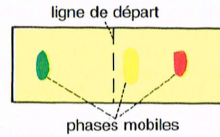
Λ augmente avec la dilution.



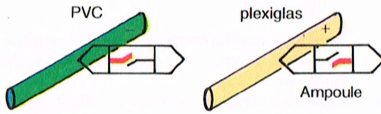
Procédé électrocinétique



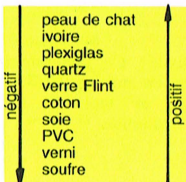
Électrophorèse sur papier



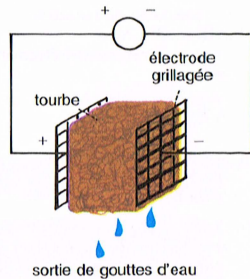
Séparation des composés



Électrisation



Nature des charges de substances électrisées



Déshydratation par osmose électrique

De très petites particules, en suspension dans un liquide, portent la plupart du temps des charges électriques à leur surface.

Exemple : Des particules d'iodure d'argent AgI colloïdales chargées négativement ou positivement, dans une solution de nitrate d'argent AgNO₃.

Les ions, les molécules polaires et avant tout les molécules d'eau H₂O, forment une **double couche électrique** très fine autour des particules et ainsi un nuage de charges électriques. La charge des particules suspendues peut être positive ou négative. Les particules se repoussent donc entre elles et ne peuvent pas former de plus grandes structures et demeurent en suspension.

Si on ajoute un électrolyte, la charge des particules peut-être neutralisée. On atteint à ce moment le **point isoélectrique**. Les particules en suspension tendent ainsi à se séparer. Ce processus s'appelle la *floculation*.

L'**électrophorèse** (découverte en 1892) est le mouvement de particules, chargées électriquement, dans une phase liquide sous l'influence d'un champ électrique.

Ex. : Si on applique une tension électrique dans une suspension de macromolécules organiques, ces molécules se déplacent vers l'anode ou vers la cathode, suivant leur signe.

On peut de cette manière séparer quantitativement des molécules que l'on ne pouvait pas distinguer autrement. On a :

$$v = 2e\xi E / (3\eta)$$

avec v : vitesse de déplacement des particules ; ξ : différence de potentiel de la double couche ; E : intensité du champ électrostatique ; η : viscosité du liquide ; ϵ : permittivité du liquide. v est pratiquement indépendante du rayon de la particule.

Électrophorèse sur papier. On applique une tension continue élevée aux extrémités d'un papier filtre. Les particules colloïdales en suspension dans le milieu se déplacent vers l'anode ou la cathode. Comme les différents composés de la suspension se déplacent avec des vitesses différentes, ils se séparent. Des quantités de l'ordre du microgramme peuvent être ainsi séparées. La vitesse v donne des informations sur la nature de la molécule.

Application : Chimie analytique, biochimie.

L'**osmose électrique** est le mouvement d'une phase liquide, à travers une cloison solide poreuse grâce à la présence d'ions mobiles, sous l'influence d'un champ électrique.

Exemple : Si applique un champ électrique de part et d'autre d'une cloison poreuse (bouchon d'ouate) ou d'un tube capillaire placé à la base d'un tube en U, le liquide contenu dans le tube se déplacera. L'ensemble du liquide rentre en mouvement tant que la différence de pression Δp compense la force de Coulomb.

Au contraire de l'électrophorèse, le mouvement dans l'osmose électrique, ne se produit que dans une seule direction.

On a :

$$\Delta p = 8e\xi E / r^2$$

avec l : longueur des capillaires ; r : rayon des capillaires. Application : Déshydratation de matériaux poreux (tourbe) dans un champ électrique.

Électrisation

La densité de porteurs de charge électrique mobiles (par ex. des électrons) est différente d'un matériau à l'autre. Si on met en contact étroit deux substances différentes (par ex. en les frottant l'une contre l'autre), des porteurs de charge apparaissent à l'intérieur d'une très mince couche de contact. Une double couche électrique se forme. Si on sépare les deux substances, elles portent des charges de signes opposés. La tension électrique croissante lors de la séparation peut se décharger par formation d'une étincelle.

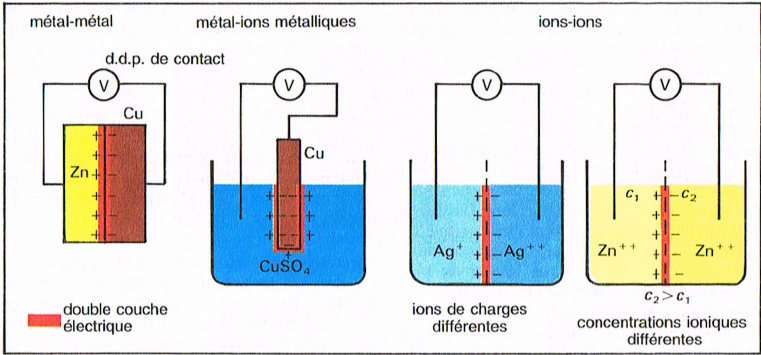
On observe le phénomène d'électrisation seulement sur des substances isolantes.

Exemple : Si on frotte rapidement un bâton d'ébonite (caoutchouc dur obtenu par vulcanisation) avec un chiffon de laine, le bâton se charge électriquement (positif). Il attire de petits morceaux de papier (qui portent une charge de surface lorsqu'on les a déchirés).

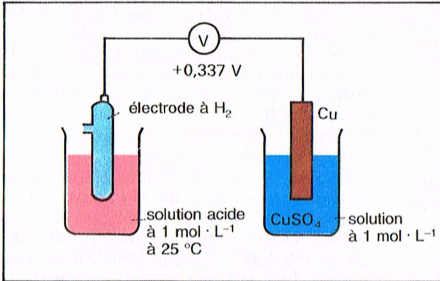
En règle générale, les substances avec une grande permittivité se chargent positivement. Il existe un classement de ces substances selon leur capacité à se charger positivement ou négativement. Application : générateur à ruban.

L'*électricité lors d'un orage* provient du frottement des gouttelettes d'eau ou des cristaux de glace, à l'intérieur des nuages. En règle générale, les nuages supérieurs se chargent positivement et les nuages inférieurs négativement. L'intensité des champs électriques peut être très élevée et atteindre des valeurs jusqu'à 10⁵ V/m. Les tensions électriques peuvent atteindre 10⁹ V. L'énergie d'un éclair s'élève environ à 10 kWh. Lorsque la foudre s'abat sur un *paratonnerre*, l'intensité du courant électrique est de l'ordre de 10⁵ A.

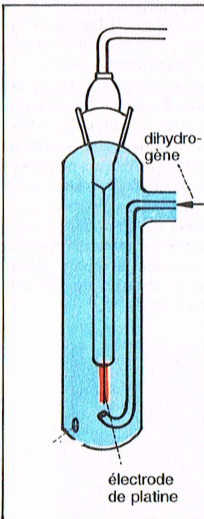
234 Électricité et magnétisme



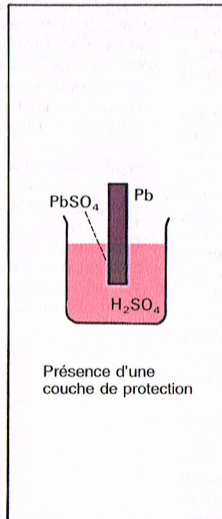
Exemples d'établissement de différence de potentiel



Détermination du potentiel standard de Cu^{2+}/Cu



Électrode à hydrogène



Passivation

matériau de l'électrode	potentiel standard en Volt	
Li	-3,04	en solution acide
Al	-2,92	
Ca	-2,87	
Na	-2,71	
Mg	-2,36	
Be	-1,85	
Al	-1,66	
Mn	-1,18	
Zn	-0,763	
Cr	-0,744	
Fe	-0,400	
Co	-0,277	
Ni	-0,250	
Sn	-0,136	
Pb	-0,126	
D	-0,0034	en solution basique
H	0,0000 (définition)	
Cu	+0,337	
Ag	+0,799	
Hg	+0,854	
Pd	+0,987	
Pt	+1,2	
Au	+1,50	
Li	-3,04	en solution basique
Al	-2,33	
Zn	-1,22	
Sn	-0,909	
Ag	+0,345	
Au	+0,70	
$\text{U}^{3+} \rightarrow \text{U}^{4+}$	-0,607	potentiels standards de couples ioniques
$\text{Cr}^{2+} \rightarrow \text{Cr}^{3+}$	-0,408	
$\text{Au}^+ \rightarrow \text{Au}^{3+}$	+1,40	
$\text{Cu}^+ \rightarrow \text{Cu}^{2+}$	+0,153	
$\text{Sn}^{2+} \rightarrow \text{Sn}^{4+}$	+0,154	
$\text{Ag}^+ \rightarrow \text{Ag}^{2+}$	+1,98	

Échelle des potentiels standards

Il existe entre les surfaces de deux substances différentes, en regard l'une de l'autre, une différence de potentiel U . Elle a pour origine la formation d'une double couche électrique produite par diffusion de porteurs de charges électriques (électrons ou ions). U s'oppose à cette diffusion, si bien qu'un équilibre de porteurs de charges s'établit.

Jonction métal-métal : Si deux métaux différents entrent en contact, des électrons de conduction diffusent vers l'autre métal. Une tension appelée **différence de potentiel de contact** s'établit entre les métaux. Le métal qui perd le plus d'électrons devient positif, l'autre négatif. ALESSANDRO VOLTA (1745-1827) découvrit en 1794 la différence de potentiel de contact.

Exemple : On peut mesurer la différence de potentiel de contact lorsqu'on presse l'une contre l'autre deux plaques métalliques planes et propres ou que l'on soude ensemble deux fils métalliques. Dans le cas du cuivre et du zinc, le cuivre devient négatif et le zinc positif. Ces deux métaux doivent être à la même température, sinon il se forme un couple thermoélectrique.

La différence de potentiel de contact s'étend sur une double couche d'environ 10^{-5} cm d'épaisseur. Globalement 10^{14} électrons par cm^2 de surface ont traversé cette double couche.

La différence de potentiel de contact est de l'ordre du volt et dépend du matériau. Le métal avec la plus petite énergie d'ionisation devient positif.

Énergie d'ionisation (notée E_i). Énergie nécessaire pour arracher un électron à un atome ou à un ion. E_i est de l'ordre de 1 à 5 eV pour les électrons les plus faiblement liés d'un atome métallique. Les métaux alcalins ont une énergie d'ionisation relativement peu élevée.

Jonction liquide-liquide : Si une membrane (laissant passer les ions) sépare deux solutions ayant des concentrations différentes d'ions de même nature, la diffusion des ions à travers cette membrane provoque l'apparition d'une *différence de potentiel* U .

On applique l'**équation de Nernst**, formulée par WALTER NERNST (1864-1941) :

$$U = \pm (kT/e) \ln(c_1/c_2)$$

avec U : différence de potentiel entre les deux solutions ; k : constante de Boltzmann ; T : température thermodynamique ; e : charge élémentaire ; c_1, c_2 : concentrations des ions.

Si les solutions sont constituées d'ions d'un même élément mais de charge différente, il apparaît également une différence de potentiel.

Exemple : Si une membrane (perméable aux ions) sépare des solutions d'ions Ag^+ et Ag^{2+} , il règne une différence de potentiel de + 1,980 V et entre U^{3+} et U^{4+} , la différence de potentiel est égale à - 0,607 V.

Jonction métal-ion métallique : une différence de potentiel apparaît lorsque le métal est plongé

dans un électrolyte. Des ions métalliques passent du métal vers l'électrolyte et forment ainsi une double couche électrique à sa surface.

Exemple : Si une tige de cuivre est plongée dans un électrolyte, par ex. une solution aqueuse de sulfate de cuivre CuSO_4 , des ions Cu^{2+} quittent le métal jusqu'à ce que le champ électrique qui apparaît empêche que la diffusion ne se poursuive.

La différence de potentiel U n'est pas directement mesurable. Il faudrait relier l'électrolyte et le métal par un conducteur qui mettrait en évidence une double couche électrique.

Potentiel normal. Le potentiel normal (noté E_0 ou V_0) d'un couple M^{n+}/M est le potentiel pour une concentration $[\text{M}^{n+}] = 1 \text{ mol} \cdot \text{L}^{-1}$. La mesure du potentiel normal d'un couple est effectuée à l'aide d'une *électrode à hydrogène*. Définition : Le potentiel du couple H^+/H_2 pris pour référence vaut 0 Volt.

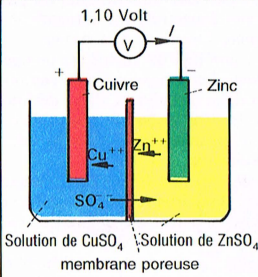
Électrode normale à hydrogène. L'électrode normale à hydrogène est une pile théorique, non réalisable car on ne peut avoir en même temps une activité des ions H^+ égale à 1 et un coefficient d'activité égal à 1. Toutefois on prend comme électrode de référence, une électrode de platine recouverte de noir de platine. Elle est plongée dans une solution acide H^+ de concentration $1 \text{ mol} \cdot \text{L}^{-1}$. Autour de cette électrode barbote du dihydrogène gazeux H_2 à la pression de 1 bar.

La **série des tensions** (ou échelle des potentiels standards) classe les couples selon leur potentiel standard (à 25 °C). Si un couple M^{n+}/M se situe au-dessus du couple de référence H^+/H_2 , son potentiel standard est positif. Les couples situés en dessous ont un potentiel standard négatif. Le métal du couple le plus oxydant, c.-à-d. situé le plus haut dans la classification, libère des électrons qui seront captés par un couple plus réducteur, c.-à-d. situé plus bas que lui dans la classification.

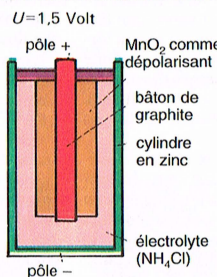
Application : La production d'argent. Le minerai d'argent finement broyé est mélangé avec une solution de cyanure alcalin ; après nettoyage, l'argent existe sous forme d'ions Ag^+ . Il est ensuite réduit en présence de poudre de zinc. Le couple Ag^+/Ag est situé en dessous du couple Zn^{2+}/Zn , alors il y a transfert d'électrons du zinc métallique vers les ions argent :

$2 \text{Ag}^+ + \text{Zn} \rightarrow 2 \text{Ag} + \text{Zn}^{2+}$. L'argent est récupéré sous forme métallique tandis que les ions Zn^{2+} restent en solution.

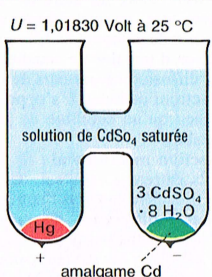
Protection contre la corrosion. Certains métaux se recouvrent à l'air d'une couche protectrice. Par ex. l'aluminium se recouvre d'une couche d'alumine (oxyde d'aluminium) qui le protège des attaques corrosives.



Pile Daniell

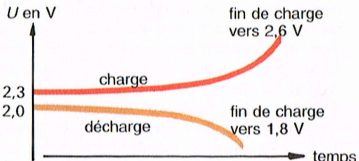
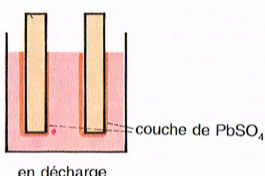
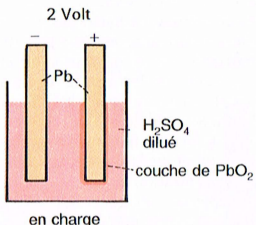


Pile Leclanché

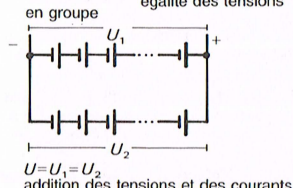
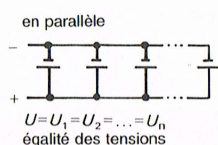
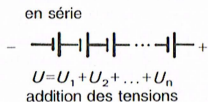


Pile de Weston

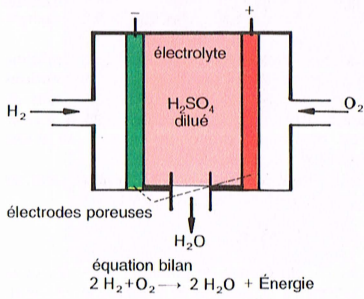
accumulateur au plomb



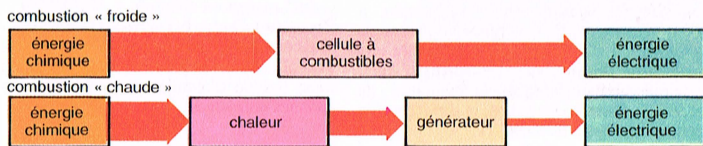
équation bilan
 $\text{Pb} + \text{PbO}_2 + 2 \text{H}_2\text{SO}_4 \rightleftharpoons 2 \text{PbSO}_4 + 2 \text{H}_2\text{O} + \text{Énergie}$



Associations de piles



Pile à combustibles hydrogène-oxygène



Transformation de l'énergie chimique en énergie électrique

Si on plonge deux métaux différents dans un électrolyte et qu'on les relie avec un conducteur, un courant électrique circule entre les métaux (électrodes). Cette cellule galvanique s'appelle une **pile**.

LUIGI GALVANI (1737-1798) observa en 1789 que les muscles des cuisses d'une grenouille tressaillaient lorsqu'il les touchait avec un fil composé de deux métaux différents.

Le matériau de l'électrode situé le plus bas dans la classification électrochimique (le moins noble), forme l'anode, l'autre, situé au-dessus forme la cathode. La tension entre les électrodes est égale à la différence de leurs potentiels standards.

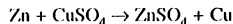
La circulation des électrons dans les conducteurs métalliques est associée à la circulation des ions dans l'électrolyte.

Exemple : la **pile de Volta**, mise au point en 1799 par ALESSANDRO VOLTA se compose de disques de cuivre et de zinc, séparés par des rondelles imbibées d'une solution d'acide sulfurique H_2SO_4 .

Le zinc (anode) siège d'une oxydation est négatif, le cuivre (cathode) siège d'une réduction est positif. La tension aux bornes d'une pile Cu-Zn est égale à $-0,763 - (+0,337) = -1,10$ V. Ce fut la première source de courant utilisable.

JOHN DANIELL (1790-1845) mit au point en 1836 la **pile Daniell**. Une électrode de cuivre est plongée dans une solution de sulfate de cuivre $CuSO_4$ et une électrode de zinc dans une solution de sulfate de zinc $ZnSO_4$. Une membrane poreuse sépare les deux solutions. Les ions Zn^{2+} provenant du métal passent dans la solution de sulfate de zinc, tandis que les ions Cu^{2+} de la solution de sulfate de cuivre se déposent sur l'électrode de cuivre. Un courant passe entre les deux électrodes reliées. La pile fonctionne jusqu'à ce que l'électrode de zinc soit complètement dissoute.

On a :

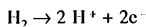


L'énergie électrique fournie est théoriquement égale à l'énergie chimique de la réaction d'oxydo-réduction tant que la température de la pile reste constante.

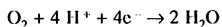
Piles à combustible

Les premières piles à combustibles ont été utilisées dans les engins spatiaux. Il s'agissait de piles hydrogène-oxygène. Elles sont constituées de deux électrodes. Sur l'une barbote le combustible (dihydrogène gazeux), sur l'autre barbote le comburant (le dioxygène gazeux). Les deux électrodes trempent dans un électrolyte qui peut être acide ou basique. L'oxydation du dihydrogène et la réduction du dioxygène ont lieu dans des compartiments séparés.

En milieu acide, il y a production d'électrons par oxydation du dihydrogène à l'anode.



Les électrons sont récupérés lors de la réduction du dioxygène à la cathode.



Le bilan de cette réaction est la synthèse de l'eau.

Ces réactions sont lentes et nécessitent l'usage de catalyseurs.

L'intérêt de ce type de pile réside dans leur approvisionnement continu en oxydant et réducteur. Elles ont une durée de vie théoriquement illimitée.

Branchements de piles

Lors d'un *branchement en parallèle* de plusieurs piles, les cathodes sont reliées entre elles et les anodes aux anodes. La tension électrique de la pile équivalente est celle de chaque pile.

Lors d'un *branchement en série*, la cathode d'une pile est reliée à l'anode d'une autre pile. La tension U_e de la pile équivalente est égale à la somme des différentes tensions aux bornes de chaque pile.

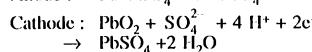
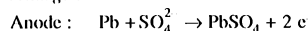
$$U = nU_e$$

Polarisation des électrodes

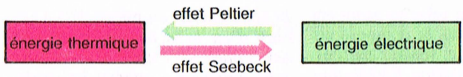
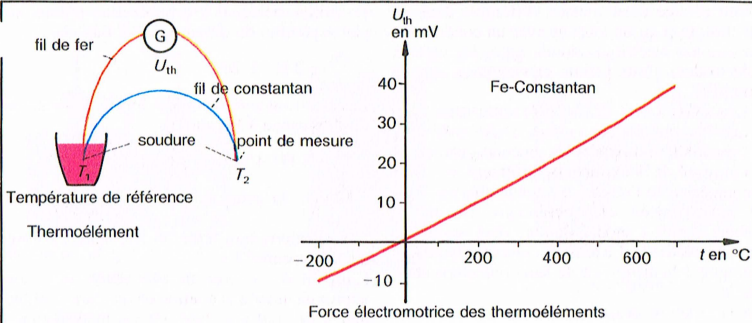
Lors du fonctionnement des piles, des réactions chimiques peuvent transformer les électrodes de telle manière que le courant ne circule plus. Cette limitation peut être due à la présence d'une couche résistante autour des électrodes qui réduirait la vitesse de réaction. Par ex. des couches doubles $Pt-O_2$ et $Pt-H_2$ peuvent se former sur des électrodes de platine Pt. Ces nouveaux éléments constituent des piles qui s'opposent au bon fonctionnement du système. La tension entre les électrodes de platine est de plus en plus faible.

Les **accumulateurs** sont des générateurs électrochimiques rechargeables. L'**accumulateur au plomb** est le plus répandu. Des plaques de plomb, en forme de grilles trempent dans une solution d'acide sulfurique. Lorsqu'on le charge, l'accumulateur est relié à une source de tension continue. Sur la cathode apparaît du plomb Pb métallique et sur l'anode du PbO_2 . Lors de la décharge, on observe une oxydation du plomb Pb à l'anode (borne +) et une réduction du dioxyde de plomb PbO_2 à la cathode (borne -).

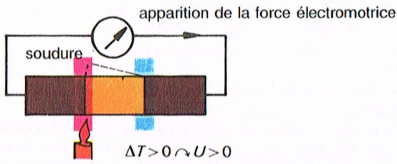
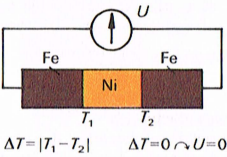
Décharge :



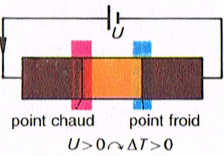
Lors de la charge les réactions sont inversées.



effet Seebeck

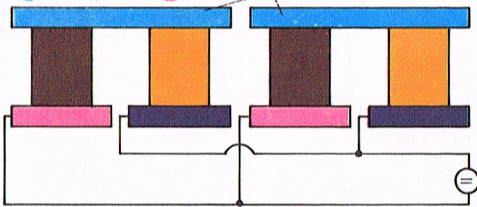
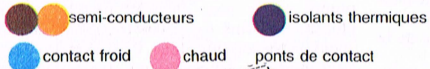
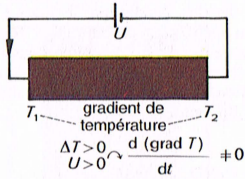


effet Peltier



Effet thermoélectrique

effet Thomson



Matériels x	S_{xPb} pour 20 $^{\circ}C$ en $\mu V/K$
Se	+1000
Ge	+300
Sb	+35
Fe	+16
Zn	+3
Cu	+2,8
Ag	+2,6
Pb	0,0 Définition
Al	-0,5
Pt	-3,1
Ni	-19
Bi	-70

f.é.m. thermoélectrique

Si on soude ensemble deux tiges métalliques aux deux extrémités, une différence de potentiel de contact apparaît aux deux points de soudure. Pourtant aucun courant ne passe puisque les différences de potentiel sont opposées. THOMAS JOHANN SEEBECK (1770-1831) mit en évidence cet effet en 1821.

L'effet Seebeck : Si une différence de température existe entre les points de soudure, il apparaît entre ces points une force électromotrice (f.é.m) *thermoélectrique*. Ce dispositif constitue un *thermoélément*. On a :

$$U_{th} = a\Delta T + b\Delta T^2 + c\Delta T^3 + \dots$$

avec U_{th} : f.é.m thermoélectrique ; ΔT : différence de température ; a, b, c : coefficients.

Pour certaines combinaisons de matériaux et pour certains domaines de température, le rapport entre U_{th} et ΔT est pratiquement linéaire. On a alors :

$$U_{th} = \alpha_{ab}\Delta T \quad \text{f.é.m thermoélectrique}$$

avec α_{ab} : pouvoir thermoélectrique (ou coefficient de Seebeck) pour les deux matériaux a et b. La valeur de ce coefficient permet de classer les différents conducteurs thermoélectriques. Le classement s'effectue généralement par rapport au plomb qui a un pouvoir thermoélectrique nul. Plus deux matériaux se trouvent éloignés l'un de l'autre dans cette classification, plus la f.é.m thermoélectrique est grande pour une température donnée.

Exemple : Si on soude des fils de fer et de nickel ensemble, on forme un thermocouple Fe-Ni.

$\alpha_{FePb} = + 16\mu V/K$ et $\alpha_{NiPb} = - 19\mu V/K$, donc $\alpha_{FeNi} = 35\mu V/K$. Si on plonge l'un des points de soudure du dispositif dans de l'eau glacée, et que l'on chauffe l'autre à 80 °C, la f.é.m thermoélectrique $U_{th} = 2,8\text{ mV}$.

Des matériaux semi-conducteurs modernes ont des coefficients de Seebeck particulièrement grands.

Utilisations

Les *thermoéléments* servent de thermomètre. Avantages : ils sont extrêmement petits, réagissent rapidement et n'influencent pas l'objet à mesurer. Leur domaine de mesure s'étend jusqu'à 3 300 K.

Un *thermogénérateur* possède de grandes surfaces de contact dont l'une est chauffée (par ex. au gaz naturel). C'est un transformateur d'énergie thermique en énergie électrique. Ces appareils utilisent des thermoéléments semi-conducteurs. Des cristaux de Ge-Si ou Bi-Te sont employés.

Un *thermogénérateur isotopique* est un dispositif qui utilise l'énergie thermique d'une source radioactive (par ex. ^{90}Sr , ^{242}Cm) lors de sa décroissance pour la transformer en énergie électrique.

JEAN PELTIER (1785-1845) mit en évidence en 1834 un phénomène proche de l'effet Seebeck, appelé **effet Peltier**. Sur le plan de la transformation énergétique, cet effet est l'inverse de l'effet Seebeck. Si on soude aux deux extrémités d'un métal (ou d'un semi-conducteur), un autre métal et que l'on fait passer un courant électrique continu, l'un des points de soudure se refroidit, tandis que l'autre se réchauffe. Si on inverse le sens du courant, les points chaud et froid s'inversent aussi. On a :

$$P = \Pi_{ab}I$$

avec P : puissance dégagée par effet Peltier ; Π_{ab} : coefficient Peltier ou f.é.m Peltier ; I : intensité du courant.

Comme il règne entre les deux points de contact une différence de température, il passe un courant I_{th} de sens contraire à I .

Utilisation

L'effet Peltier est utilisé pour des réfrigérations. L'énergie électrique permet une absorption de la chaleur. Ce type de dispositif forme des réfrigérateurs silencieux, légers et d'encombrement réduit. Il est utilisé pour le refroidissement des composants électroniques.

L'Effet Thomson fut découvert en 1856 par WILLIAM THOMSON. Si un courant électrique traverse un matériau en présence d'un gradient de température, on observe un dégagement ou une absorption de chaleur. Si par ex. le courant passe dans du cuivre Cu (ou Ag, W, Au) du point chaud au point froid, il y a dégagement de chaleur. Si par contre, il passe dans du fer Fe (ou Pt, Zn, Ni), il y a absorption de chaleur.

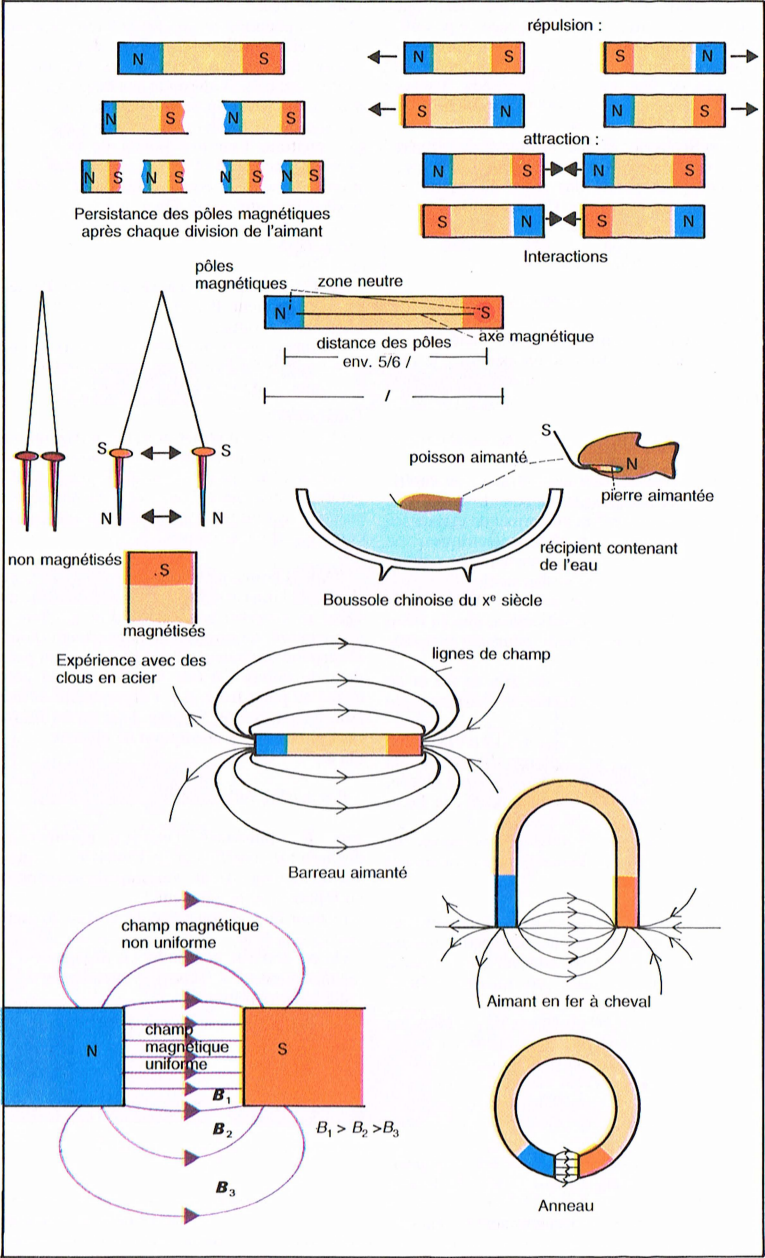
On a :

$$P = \pm \mu(dT/dl)$$

avec P : puissance Thomson absorbée ou dégagée ; μ : coefficient de Thomson ; I : intensité du courant ; dT/dl : variation de température en fonction de la longueur l .

La valeur de μ et son signe dépendent du matériau.

On ne doit pas confondre ce dégagement de chaleur par effet Thomson avec l'effet Joule qui est proportionnel à I^2 .



La **magnétostatique** étudie principalement les phénomènes magnétiques indépendants du temps.

Le mot « magnétisme » provient du mot « magnétite », oxyde de fer naturel Fe_3O_4 cité par LUCRÈCE. Il semble que l'on ait trouvé ce minéral magnétique pour la première fois à proximité de la cité thessalonique de Magnesia. Les restes de cette ville se trouvent dans l'actuelle Anatolie occidentale (Turquie).

Les matériaux magnétiques furent utilisés comme indicateurs de direction dès le x^e siècle par les Chinois. On ne connaît pas exactement la date d'introduction de la boussole en Europe à cause du secret qui l'entoura étant donné son importance dans les domaines commerciaux et militaires. Les premiers écrits la concernant datent du $xiii^e$ siècle. Les premières études quantitatives sont dues à CHARLES AUGUSTIN DE COULOMB (1736-1806).

On reconnaît un **aimant** uniquement à ses effets. Nous ne possédons pas d'organe capable de déceler la présence d'un aimant (contrairement à certains animaux).

L'expérience montre que tous les aimants possèdent deux pôles magnétiques qui en sont les extrémités ; chaque aimant est un **dipôle magnétique**. L'axe *dipolaire* relie les deux pôles.

Le **pôle nord** est l'extrémité qui se dirige vers le pôle nord magnétique terrestre, l'autre extrémité étant le **pôle sud**.

Deux pôles de même nom se repoussent et deux pôles de noms différents s'attirent.

Le pôle nord magnétique terrestre, encore appelé **pôle magnétique arctique**, se trouve à proximité du pôle nord géographique.

Les deux pôles d'un aimant ne peuvent être séparés :

Si l'on brise un aimant en deux, on obtient deux nouveaux aimants.

Ceci demeure valable jusqu'au domaine de l'atome ; chaque atome est un aimant minuscule avec deux pôles contraires.

La recherche d'un pôle magnétique unique ou **monopôle** s'effectue vainement depuis de nombreuses années.

Les aimants sont plus ou moins forts, mais les deux pôles d'un même aimant sont de force égale.

Certains matériaux deviennent eux-mêmes des aimants lorsqu'ils se trouvent à proximité suffisante d'un aimant : ils sont *magnétisés* ou *aimantés*.

Les *aimants permanents* ne perdent que très lentement leurs propriétés magnétiques après aimantation.

Par ex., l'aiguille d'une boussole.

Des influences extérieures peuvent affaiblir voire détruire les propriétés magnétiques d'un aimant.

Par ex., le martèlement ou le chauffage à une température supérieure à la température de Curie (point de Curie, voir p. 253 ; voir aussi Champ magnétique).

Dans l'étude qualitative qui suit se révèle sans cesse une analogie avec l'électrostatique (voir p. 207). Il faut cependant remarquer qu'on ne rencontre pas de grandeur analogue à la charge électrique q , que ce soit en magnétostatique ou en électromagnétisme.

Quelques exemples de grandeurs analogues :
champ magnétique $B \rightarrow$ champ électrique E
moment électromagnétique $m \rightarrow$ moment dipolaire p .

Un aimant crée, dans son espace environnant, un **champ magnétique**. L'existence d'un champ magnétique se constate à l'aide d'un aimant qui subit alors une force.

Chaque point de l'espace est caractérisé par le vecteur champ magnétique B qui se dirige du pôle nord vers le pôle sud. La valeur B du champ magnétique s'exprime en tesla (T), unité dérivée S.I. (d'après NIKOLA TESLA, 1856-1943).

En géophysique, on utilise une unité particulière : $1 \gamma = 10^{-9} \text{ T}$.

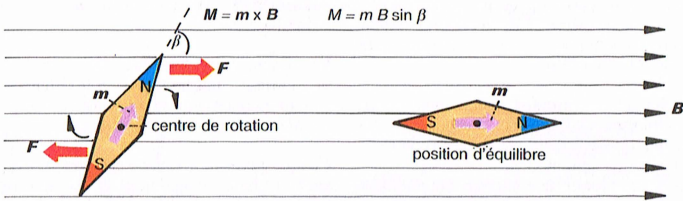
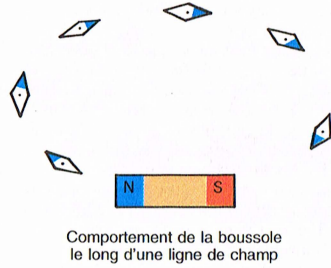
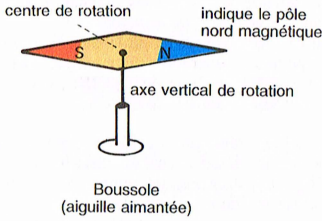
L'unité du système CGS est le gauss (G), d'après CARL FRIEDRICH GAUSS (1777-1855).

$1 \text{ T} = 10 \text{ kG}$

La mesure de la valeur d'un champ magnétique s'effectue à l'aide d'un *magnétomètre* ou d'un *teslamètre* à sonde de Hall.

Quelques valeurs :

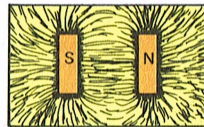
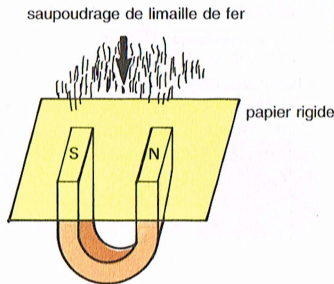
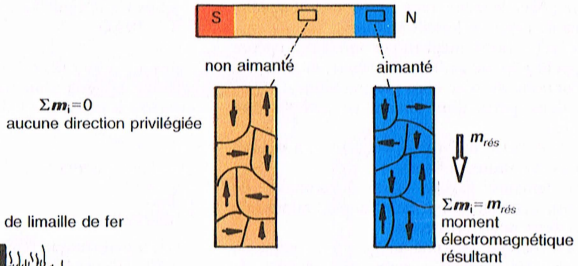
Espace interstellaire :	100 pT – 10 nT
Champ magnétique terrestre à 50° lat. nord :	20 μT
Champ magnétique terrestre à l'équateur :	31 μT
Grand aimant en fer à cheval :	1 mT
Tache solaire (surface) :	10 T
Étoile à neutrons :	100 MT – 1 GT



Le moment M d'une force se représente perpendiculairement au plan de la feuille.

Dipôle magnétique dans un champ magnétique

Ordonnement des différentes zones magnétiques :



Les lignes de champ deviennent visibles.

Visualisation : spectre magnétique d'un aimant en fer à cheval

Les lignes de champ donnent une représentation schématique du champ magnétique dans l'espace. La flèche est dirigée vers le pôle sud de l'aimant.

Plus les lignes se resserrent, plus la valeur du champ augmente et inversement.

Des lignes de champ parallèles et équidistantes témoignent d'un **champ magnétique uniforme**. Sinon le champ n'est pas uniforme.

Les lignes de champ n'ont ni début ni fin, elles se referment sur elles-mêmes. Il n'existe pas de lignes de champ ouvertes.

Les lignes de champ, tout comme le vecteur champ magnétique, sont des concepts abstraits qui facilitent le raisonnement. Toutefois, les lignes de champ peuvent être visualisées en utilisant de la limaille de fer.

Les grains de limaille situés dans un champ magnétique suffisamment intense s'aimantent. Ils se comportent alors comme de petites aiguilles aimantées et se disposent les uns derrière les autres. Ces petits dipôles matérialisent les lignes de champ. La figure obtenue est appelée **spectre magnétique**.

Dipôle magnétique dans un champ magnétique uniforme

Si un dipôle magnétique se trouve dans un champ magnétique, par exemple dans l'entrefer d'un aimant en fer à cheval, chaque pôle subit une force. Dans un *champ magnétique uniforme*, les forces sont de même valeur mais de directions contraires. Il en résulte un moment mécanique de rotation $M_{\text{méc}}$ (voir p. 49) de valeur proportionnelle à la valeur du champ :

$$M_{\text{méc}} = m \wedge B$$

avec

$M_{\text{méc}}$: moment de rotation (exceptionnellement noté avec un indice pour éviter toute confusion) ;

m , moment magnétique du dipôle, est porté par l'axe du dipôle et orienté vers le pôle nord de celui-ci.

$M_{\text{méc}}$ est perpendiculaire au plan défini par les vecteurs m et B , son sens étant conforme aux règles du produit vectoriel (voir p.13).

Sa valeur est :

$$M_{\text{méc}} = mB\sin\beta$$

avec

m : valeur du moment magnétique ;

β : angle formé par l'axe dipolaire et les lignes de champ.

Un aimant libre de pivoter sur un axe et placé dans un champ magnétique uniforme tourne jusqu'à ce que le moment mécanique s'annule, ce qui correspond à

$$\beta = 0,$$

c.-à-d. quand l'axe dipolaire est parallèle aux lignes de champ.

Par ex., la **boussole magnétique** est constituée d'un dipôle magnétique très léger, l'aiguille aimantée, qui peut librement tourner sur un pivot vertical. Dans le champ magnétique terrestre, localement quasiment uniforme, l'aiguille aimantée s'oriente parallèlement aux lignes de champ et indique le pôle magnétique arctique.

Dans un champ magnétique non uniforme, en plus du moment de rotation, il faut tenir compte d'une force accélératrice dans la direction du champ croissant.

Par analogie avec l'électrostatique (voir p. 207), on peut définir la masse magnétique ponctuelle, homologue de la charge électrique. Le dipôle peut ainsi être représenté par deux masses ponctuelles $+\mu$ et $-\mu$ à la distance l . On a :

$$m = \mu \cdot l$$

le vecteur l étant orienté de $-\mu$ vers $+\mu$

La loi de Coulomb peut alors être appliquée à ces masses magnétiques :

$$F = K \mu_1 \mu_2 B / l^2$$

où K désigne une constante, μ_1 et μ_2 des masses magnétiques ponctuelles situées à une distance l l'une de l'autre.

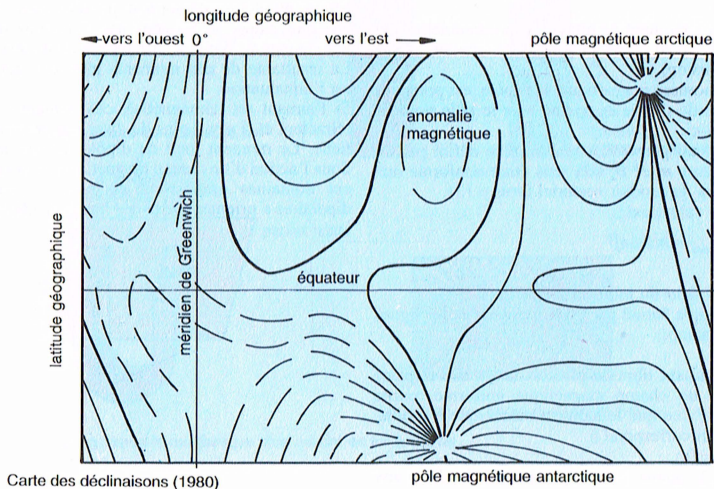
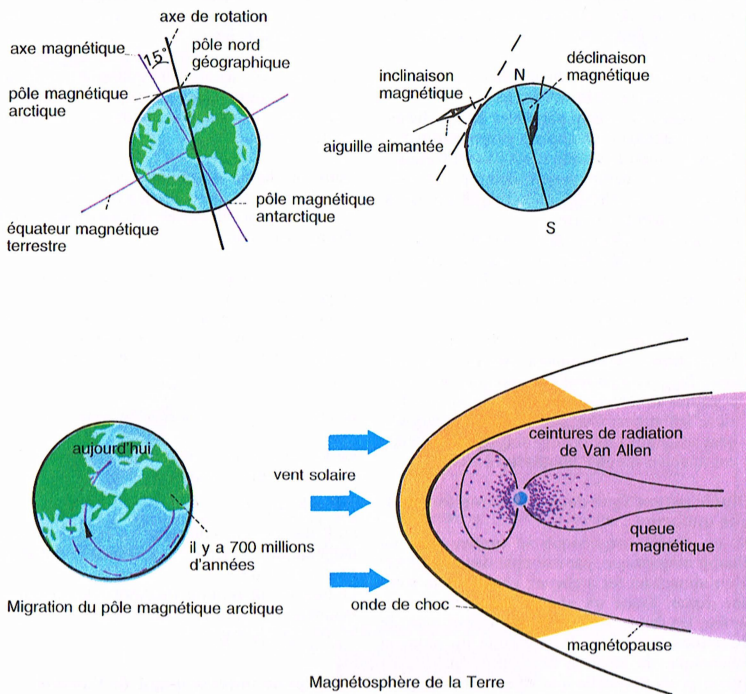
Le moment de rotation du dipôle dans un champ magnétique uniforme s'écrit alors :

$$M_{\text{méc}} = \mu (l \wedge B)$$

Description microscopique de l'aimant

Les atomes de ces matériaux sont pourvus de moments magnétiques permanents qui, par interaction mutuelle, s'orientent parallèlement les uns aux autres et forment des domaines dits « domaines de Weiss » à l'intérieur du matériau. La résultante de ces moments microscopiques est l'aimantation.

Si l'aimant est démagnétisé, ces domaines se rétractent et il n'y a plus de direction préférentielle. Le moment total du dipôle devient nul. Sous l'action d'un champ magnétique extérieur, ces domaines grandissent et leurs moments dipolaires s'orientent selon les lignes de champ.



Comme beaucoup de corps célestes (Soleil, planètes), la Terre est une source de champ magnétique. Son spectre magnétique ou **magnétosphère** semble entourer un gigantesque barreau aimanté, d'axe dipolaire voisin de l'axe de rotation. Le pôle sud de cet aimant droit coïncide avec le pôle nord magnétique, voisin du pôle nord géographique. Les lignes de champ jaillissent et pénètrent dans la Terre là où se situent les pôles magnétiques, voisins des pôles géographiques.

Inclinaison magnétique

Les lignes de champ ne sont parallèles à la surface terrestre qu'au voisinage du plan équatorial. Ailleurs, elles forment avec la surface de la Terre un angle i , mesuré en degrés, appelé *inclinaison*.

La mesure de cet angle se fait avec une aiguille aimantée suspendue à un étrier. Elle s'oriente dans un plan vertical, plan méridien magnétique du lieu ; son pôle nord s'incline vers le sol, l'aiguille faisant avec l'horizontale l'angle i .

Les **isoclines** relient sur une carte les lieux d'égale inclinaison. Elles entourent la Terre comme le font les parallèles mais elles ne coïncident pas avec eux et ne sont d'ailleurs pas circulaires.

L'isocline $i = 0^\circ$ est l'*équateur magnétique*. Il passe en partie au nord, en partie au sud de l'équateur géographique.

Aux pôles magnétiques, $i = 90^\circ$, c.-à-d. que l'aiguille aimantée y est verticale. Les deux pôles ne sont pas exactement les points d'intersection de l'axe dipolaire avec la surface terrestre. Cela est dû à des anomalies magnétiques ainsi qu'au fait que l'axe dipolaire ne passe pas par le centre de la Terre, mais à environ 350 km. Ainsi les points d'intersection et les pôles sont éloignés d'environ 1 000 km.

En France, l'inclinaison est de l'ordre de 60° .

L'inclinaison magnétique témoigne de variations séculaires, dues à la migration des pôles (voir ci-dessous).

Déclinaison magnétique (erreur d'indication de l'aiguille aimantée)

Il s'agit de l'angle d formé par la ligne de champ et le méridien du lieu. On distingue une *déclinaison est* et une *déclinaison ouest* selon l'orientation de l'aiguille par rapport au méridien.

La déclinaison magnétique se mesure à l'aide de la *boussole de déclinaison* ou *déclinomètre*, aiguille aimantée suspendue, libre de pivoter, qui s'oriente selon la ligne de champ du lieu.

Les **isogones** relient sur une carte les lieux d'égale déclinaison.

Les cartes de déclinaison sont très importantes pour la navigation, afin de corriger les indications de la boussole. La première carte de

déclinaison fut établie en 1701 par EDMOND HALLEY (1656-1742), pour l'océan Atlantique et l'océan Indien.

La déclinaison varie beaucoup d'un lieu à l'autre. En France, elle est de l'ordre de 5° ouest. Des anomalies magnétiques locales peuvent provoquer des erreurs d'indication atteignant 180° .

On appelle **agones** les lignes de déclinaison nulle, c.-à-d. là où l'aiguille aimantée indique précisément le nord.

En raison de la migration des pôles (voir ci-dessous), la déclinaison varie avec le temps.

La valeur du **champ magnétique terrestre** passe de $31,2 \mu\text{T}$ à l'équateur magnétique au double aux pôles. Les *isodynames* relient sur une carte les lieux d'égale composante horizontale du champ magnétique terrestre. Les roches volcaniques et les gisements métallifères peuvent provoquer des anomalies magnétiques, de même que des sous-marins en plongée.

Évolution du champ magnétique terrestre

Les caractéristiques du champ magnétique terrestre d'un lieu (inclinaison, déclinaison, valeur du champ) ne demeurent pas constantes au cours du temps.

Les **modifications sur une longue durée** ont pour cause la *migration* des pôles magnétiques.

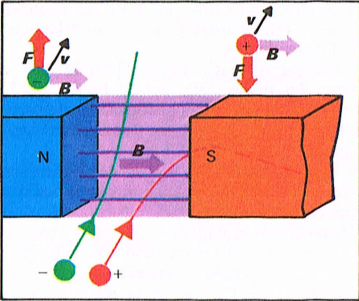
Ainsi le pôle magnétique arctique est passé depuis le début du siècle de Boothia-Felix à la Terre du Prince-de-Galles : environ 600 km.

Ces migrations de pôles peuvent être établies par l'étude de la direction des champs magnétiques dans les laves volcaniques. Les laves solidifiées gardent la mémoire de l'orientation du champ. Grâce à la datation radioactive, l'histoire peut être reconstituée et l'on sait ainsi qu'il y a échange des pôles arctique et antarctique chaque million d'années.

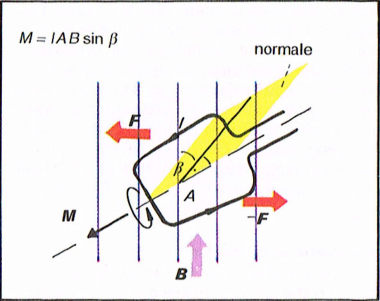
Les **modifications sur une courte durée** (de quelques secondes à plusieurs jours) proviennent d'interactions entre le vent solaire et l'ionosphère terrestre (tempêtes magnétiques).

La **magnétosphère de la Terre** s'étend très loin dans l'espace. Les lignes de champ ne sont pas tout à fait celles d'un dipôle magnétique. Le *vent solaire*, courant de particules chargées, déforme le champ. Par endroits, les particules sont absorbées et des *ceintures de radiation* apparaissent.

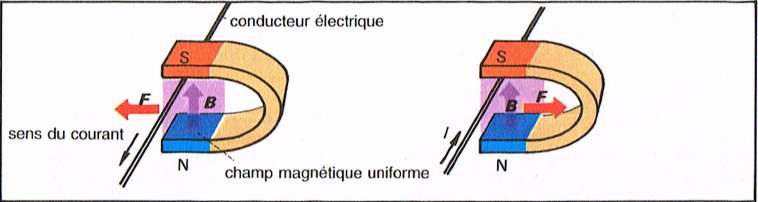
L'**origine du champ magnétique terrestre** n'est pas encore connue. Le centre du globe, noyau métallique de 3 500 km de rayon, comporte une partie centrale solide et une partie externe fluide. Des courants électriques créés par des mouvements de convection dans le noyau externe fluide conducteur contribueraient au champ magnétique terrestre.



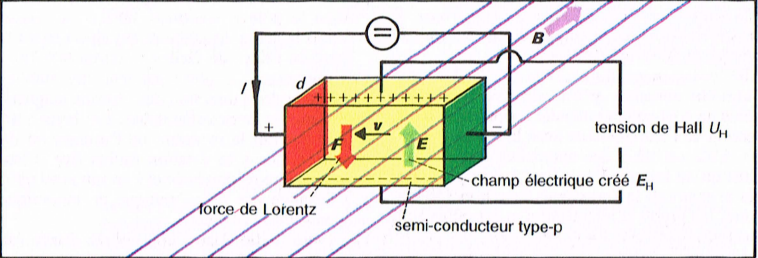
Particules chargées dans un champ magnétique



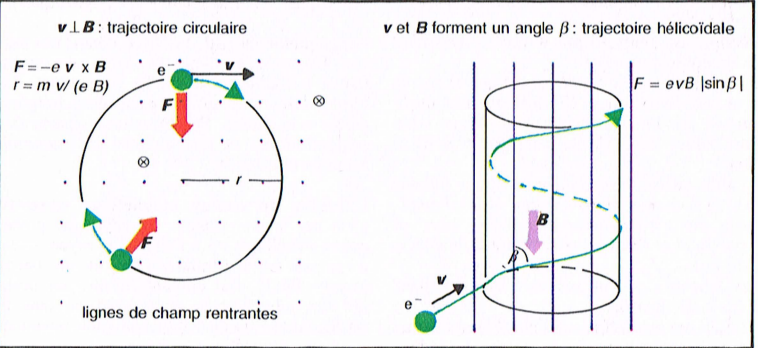
Spire conductrice dans un champ magnétique



Force de Lorentz sur un conducteur rectiligne dans un champ magnétique



Effet Hall



Électrons dans un champ magnétique uniforme

Un porteur de charge en mouvement dans un champ magnétique subit une **force magnétique** également appelée **force de Lorentz**, d'après HENDRIK ANTOON LORENTZ (1853-1928). On a :

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$$

avec

$\mathbf{F}$: force de Lorentz ; q : charge électrique ; $\mathbf{v}$: vitesse du porteur de charge ; $\mathbf{B}$: champ magnétique.

La valeur de la force est donc :

$$F = qvB |\sin \beta|$$

β étant l'angle formé par $\mathbf{B}$ et $\mathbf{v}$.

La direction et le sens de $\mathbf{F}$ sont conformes aux règles du produit vectoriel (voir p. 13).

La méthode « de la main droite » peut être appliquée avec la main gauche dans le cas d'une charge négative.

La formule de la force de Lorentz permet d'exprimer l'unité dérivée du champ magnétique à partir des unités S.I. :

$$B = F/(qv |\sin \beta|)$$

donc

$$1 \text{ N} / (1 \text{ C} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}) = 1 \text{ N} / (\text{A} \cdot \text{m}) = 1 \text{ T}$$

Ce qui signifie qu'un élément de courant de 1 m parcouru par un courant d'intensité 1 A subit une force de valeur 1 N s'il est placé dans un champ de valeur 1 T (1 tesla).

Remarques consécutives à la formule de Lorentz :

$\mathbf{F} \perp \mathbf{v}$, ce qui signifie que la charge est accélérée perpendiculairement à sa direction de déplacement.

Si $\mathbf{v} = \mathbf{0}$, alors $\mathbf{F} = \mathbf{0}$, ce qui signifie qu'aucune force n'agit sur une charge au repos.

Si $\mathbf{v} \parallel \mathbf{B}$, alors $\mathbf{F} = \mathbf{0}$, ce qui signifie qu'aucune force n'agit sur une charge se déplaçant parallèlement aux lignes de champ.

Des charges de signes contraires sont déviées dans des sens différents.

Applications : électrons dans un champ magnétique. Soit un électron pénétrant dans un champ magnétique uniforme perpendiculairement au champ, il décrit alors une trajectoire plane circulaire d'un mouvement uniforme. La force de Lorentz (opposée de la force dite « centrifuge ») s'écrit :

$$F = mv^2/r = evB$$

Le plan de la trajectoire est perpendiculaire aux lignes de champ et le rayon de la trajectoire est :

$$r = mv/(eB)$$

avec

m : masse de l'électron ; e : charge élémentaire. Si v et B sont connus, on peut ainsi mesurer le rapport e/m .

Un **courant électrique** dans un champ magnétique uniforme est soumis de la même façon à la force de Lorentz.

$$\mathbf{F} = -enS\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$$

avec

n : nombre de charges par unité de volume ; l : longueur de l'élément de courant (conducteur) dans le champ magnétique ; S : aire de la section du conducteur.

Par convention, le sens du courant étant contraire au sens de déplacement des électrons et avec $\mathbf{I} = enS\mathbf{v}$, on a :

$$\mathbf{F} = I\mathbf{l} \wedge \mathbf{B}$$

encore appelée *force électromagnétique* ou *force de Laplace* :

$$F = IlB |\sin \beta|$$

où β désigne l'angle formé par le conducteur avec les lignes de champ.

Une spire conductrice parcourue par un courant et placée dans un champ magnétique uniforme subit un couple de forces de moment

$$M_{\text{méc}} = ISB |\sin \beta|$$

avec

S : aire de la spire ; β : angle formé par la normale au plan de la spire et le champ $\mathbf{B}$.

Le moment tend à placer la spire de façon à ce que la normale soit parallèle au champ.

Ceci constitue la base du moteur électrique.

Effet Hall, découvert par EDWIN HALL (1855-1938) en 1879.

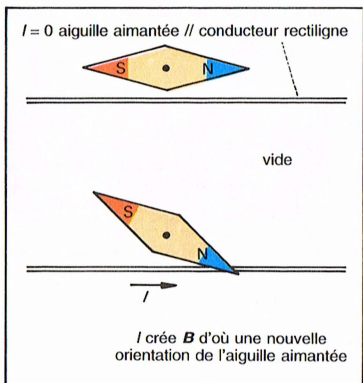
Soit un élément de courant parallélépipédique placé dans un champ magnétique ; les charges en déplacement subissent la force de Lorentz. Il en résulte un déplacement vers les bords, des charges négatives d'un côté, des charges positives (par déficit) de l'autre, d'où un champ électrique $\mathbf{E}_{\text{H}}$. Au bout d'un certain temps, un régime permanent s'établit quand les forces magnétique (Lorentz) et électrique (Coulomb) se compensent. La différence de potentiel dite *tension de Hall* U_{H} entre les bords de l'élément conducteur s'écrit :

$$U_{\text{H}} = IB/(qnd) = A_{\text{H}} (IB/d)$$

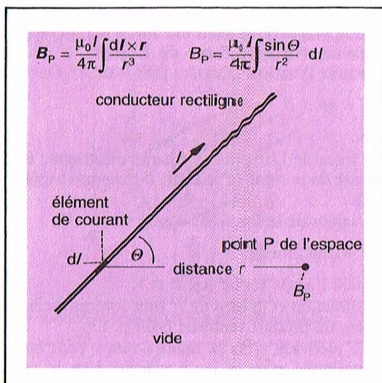
avec

d : longueur de conducteur parallèle au champ ; A_{H} : coefficient de Hall.

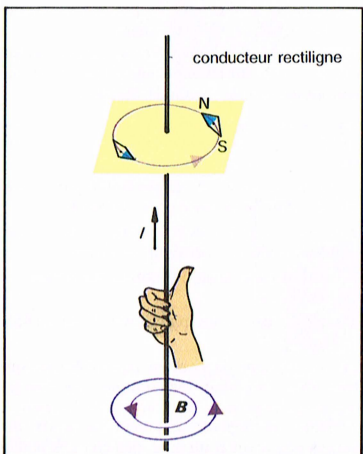
Utilisation : Une telle plaquette munie de ses fils de connexion constitue une sonde de Hall (teslamètre) ; les applications diverses de l'effet Hall vont de l'allumage électronique des automobiles aux claviers d'ordinateurs.



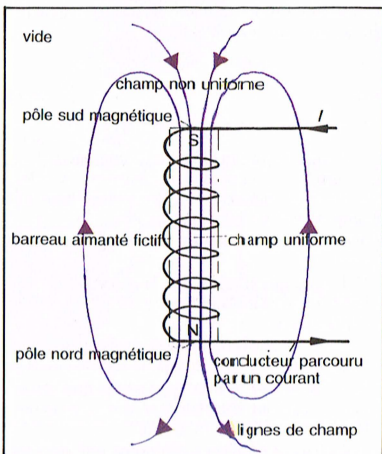
Expérience d'Ørsted



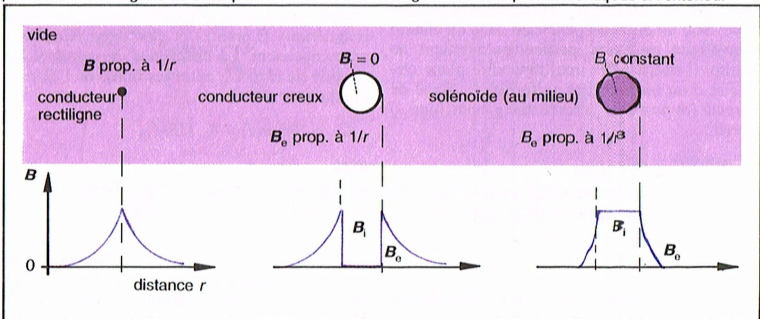
Loi de Biot et Savart



Conducteur rectiligne parcouru par un courant. Lignes de champ



Analogie solénoïde-aimant droit : les lignes de champ sont identiques à l'extérieur



Champs magnétiques créés par différents circuits dans le vide

HANS CHRISTIAN ØRSTED (1777-1851) observa en 1820 qu'une aiguille aimantée placée à proximité d'un fil parcouru par un courant électrique était déviée.

Un courant électrique crée donc un **champ magnétique B** dans l'espace environnant.

Dans le vide, on pose :

$$B = \mu_0 H$$

où μ_0 est la *perméabilité du vide* (voir p. 251). Le vecteur H est introduit pour des raisons de commodité. Attention, H était anciennement appelé *champ magnétique*, alors que B était appelé *induction magnétique*.

H s'exprime en A/m, unité sans nom particulier alors qu'était anciennement utilisée l'ørsted (Oe), avec :

$$1 \text{ A/m} = 0,0126 \text{ Oe}$$

$$1 \text{ Oe} = 79,4 \text{ A/m}$$

Plusieurs règles permettent de déterminer la direction et le sens de B en un point extérieur au fil conducteur.

Par ex., soit la main droite vissant sur le fil conducteur en progressant dans le sens du courant, alors le sens de rotation de la main indique le sens de B (voir p. 248). On utilise également souvent la règle dite du « *bonhomme d'Ampère* » : soit un bonhomme allongé sur le fil, le courant entrant par les pieds et sortant par la tête, et regardant un point de l'espace, la direction et le sens de son bras gauche sont ceux du vecteur B en ce point.

Les **lignes de champ** (voir p. 241-243) permettent de visualiser le champ magnétique créé. Ces lignes sont fermées sur elles-mêmes, elles n'ont ni début ni fin. Elles entourent le conducteur de courant créateur du champ. Les flèches représentées sur ces lignes indiquent le sens de B . Plus les lignes de champ sont rapprochées, plus le champ est intense. Quand les lignes se resserrent, la valeur du champ augmente. Lorsque les lignes sont parallèles, le champ est **uniforme**. De la même façon qu'avec les aimants (voir p. 243), on peut concrétiser ces lignes de champ avec de la limaille de fer saupoudrée (*spectres magnétiques*).

La **loi de Biot et Savart** (1820), d'après JEAN-BAPTISTE BIOT (1774-1862) et FÉLIX SAVART (1791-1841), donne la valeur du champ magnétique créé dans le vide en un point P à la distance r d'un élément de circuit dl parcouru par un courant d'intensité I .

$$B = \mu_0 I (4\pi) \int (\sin\theta/r^2) dl$$

où θ désigne l'angle formé par la direction de l'élément de courant dl et la direction joignant l'élément de courant au point P (voir ci-contre).

L'application de cette loi à quelques circuits particuliers a permis d'établir les formules suivantes :

Conducteur filiforme rectiligne infiniment long : (« *infiniment long* » signifie que la distance du point P au fil est petite par rapport à la longueur du fil)

$$B = \mu_0 I / (2\pi r)$$

où r désigne la distance du point P au fil.

Conducteur creux infiniment long :

à l'intérieur : $B = 0$

à l'extérieur : comme un conducteur filiforme.

Conducteur cylindrique rectiligne infiniment long :

$$B = \mu_0 I r / (2\pi R^2)$$

où r désigne la distance du point P à l'axe du conducteur et R le rayon du cylindre conducteur.

Spire filiforme : pour tout point suffisamment éloigné du circuit,

$$B = \mu_0 I S / (2\pi r^3)$$

où S désigne l'aire de la spire et r la distance du point P au plan de la spire. Cette formule est valable quelle que soit la forme géométrique de la spire.

Bobine cylindrique infiniment longue ou solénoïde :

(« *infiniment long* » signifie que la longueur du solénoïde est grande par rapport au rayon d'une section)

À l'intérieur le champ est uniforme, sauf vers les extrémités (voir ci-contre) ; la valeur en est :

$$B = \mu_0 n I$$

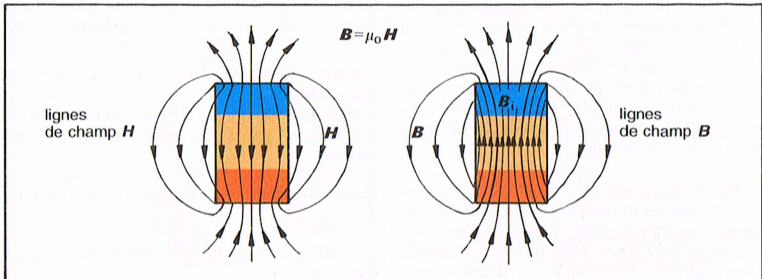
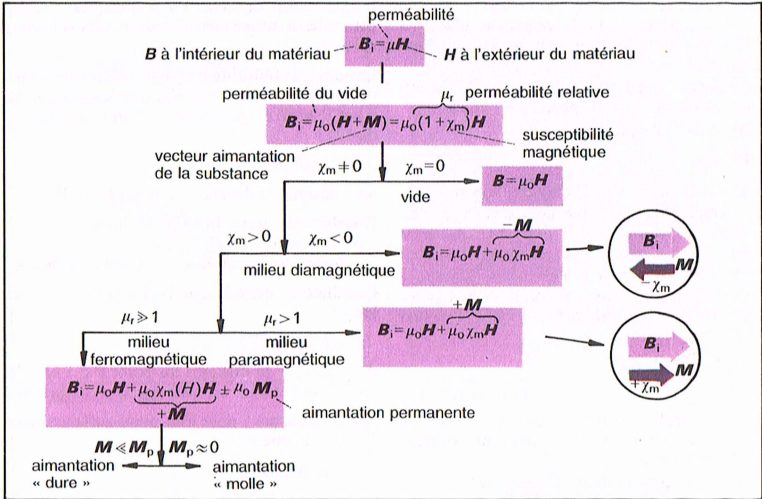
où n désigne le nombre de spires par unité de longueur.

À l'extérieur, le champ n'est pas uniforme et il n'y a pas de formule permettant de le déterminer simplement.

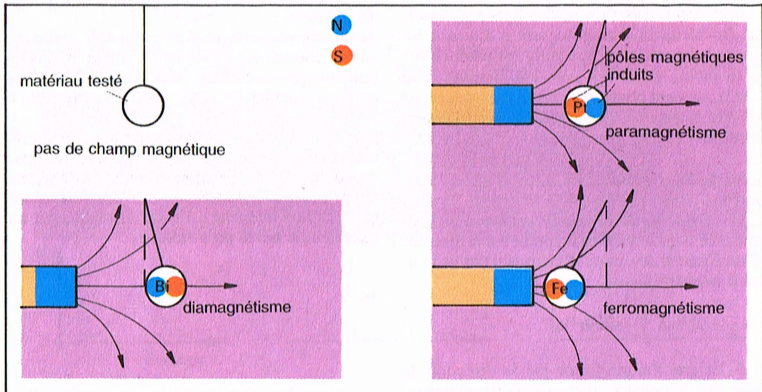
Le champ magnétique d'un solénoïde parcouru par un courant est analogue au champ magnétique créé par un aimant droit (voir p. 240) dont on fait coïncider les pôles avec les extrémités.

Utilisations : les *galvanomètres* à aiguille aimantée au centre d'un solénoïde parcouru par un courant I , la déviation permettant de déterminer I ; les *électroaimants* sont des solénoïdes en U, dont l'intérieur est souvent rempli par un matériau de haute perméabilité.

250 Électricité et magnétisme



H et B d'un aimant permanent dans le vide



Aimantation

Toutes les relations données p. 249 sont valables dans le vide. Dans un milieu matériel, il suffit de remplacer μ_0 par μ , *perméabilité* du milieu. On a :

$$\mu_0 = 1,257 \cdot 10^{-6} \text{ V} \cdot \text{s} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$$

et

$$\epsilon_0 \mu_0 c^2 = 1$$

où ϵ_0 désigne la *permittivité du vide*, rencontrée en **électrostatique**, et c la vitesse de la lumière dans le vide.

La *perméabilité relative* d'un milieu est définie par :

$$\mu_r = \mu / \mu_0$$

d'où

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \mu_r \mu_0 \mathbf{H}$$

Dans l'air on adopte généralement la valeur μ_0 pour μ .

Observons les lignes de champ $\mathbf{H}$ et $\mathbf{B}$ d'un aimant droit (voir ci-contre). A l'extérieur, ces lignes correspondent, se dirigeant du nord vers le sud de l'aimant. A l'intérieur, les lignes de champ $\mathbf{B}$ se dirigent du sud vers le nord ; ces lignes se referment donc sur elles-mêmes. Par contre, à l'intérieur, les lignes de champ $\mathbf{H}$ vont du nord vers le sud.

Aimantation

Un milieu magnétique placé dans un champ magnétique acquiert un *vecteur aimantation* $\mathbf{M}$ tel que

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H}$$

avec χ_m *susceptibilité magnétique* du milieu. La valeur de $\mathbf{M}$ s'exprime en $\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$.

On a :

$$\chi_m = \mu_r - 1$$

A l'exception des *milieux ferromagnétiques* (voir ci-dessous), χ_m est une constante caractéristique du milieu. On a donc à l'intérieur du milieu magnétique :

$$\mathbf{B}_1 = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M})$$

On distingue, d'après le signe de χ_m , les milieux *diamagnétiques* et les milieux *paramagnétiques*.

Milieux diamagnétiques

χ_m négatif et $\mu_r < 1$

$\mathbf{M}$ et $\mathbf{H}$ sont de même direction mais de sens contraires à l'intérieur. Les lignes de champ sont moins resserrées à l'intérieur qu'à l'extérieur.

Le *diamagnétisme* résulte du fait qu'un champ magnétique « extérieur » agit sur le mouvement des électrons dans les atomes et provoque ainsi l'apparition d'un moment magnétique. Cette propriété de la matière est générale, mais ne peut être détectée que si elle n'est pas masquée

par un effet plus important (*paramagnétisme* ou *ferromagnétisme*, voir ci-dessous).

Par ex. : Bi, H_2O , N_2 .

Milieux paramagnétiques

χ_m positif et $\mu_r > 1$ (avec μ_r peu différent de 1) $\mathbf{M}$ et $\mathbf{H}$ ont même direction et même sens à l'intérieur. Les lignes de champ sont plus resserrées à l'intérieur qu'à l'extérieur.

Le *paramagnétisme* repose sur le fait que les atomes possèdent très souvent un moment magnétique électronique (lié au spin ou moment cinétique intrinsèque). Dans un champ magnétique, ces moments ont tendance à s'orienter dans le sens du champ.

Par ex. : Pt, W, O_2

Milieux ferromagnétiques

χ_m positif et $\mu_r \gg 1$.

Exemple : Fe, Co, Ni, alliages. Seules les substances compactes sont ferromagnétiques ; ainsi la vapeur de fer ou des ions fer en solution sont tout à fait paramagnétiques.

Les milieux ferromagnétiques se comportent comme des milieux paramagnétiques avec cependant :

μ_r (ferromagn.) $\gg \mu_r$ (paramagn.)

μ_r (ferromagn.) dépend de $\mathbf{H}$ et du vécu (c.-à-d. des aimantations antérieures éventuelles).

Ces substances, formées d'atomes qui possèdent un moment magnétique, peuvent devenir des aimants permanents. Les moments s'orientent parallèlement entre eux à l'intérieur des domaines de Weiss. Cette orientation collective est responsable des propriétés magnétiques intenses des corps ferromagnétiques.

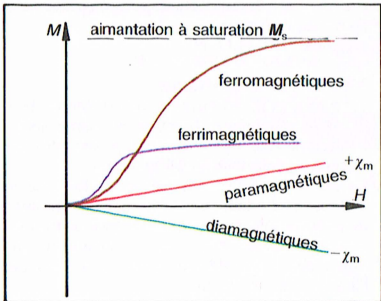
Pour les aimants *permanents*, on a :

$$\mathbf{B}_1 = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M} + \mathbf{M}_p)$$

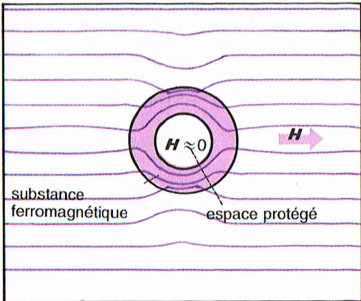
avec

$\mathbf{M}_p$: vecteur aimantation permanente.

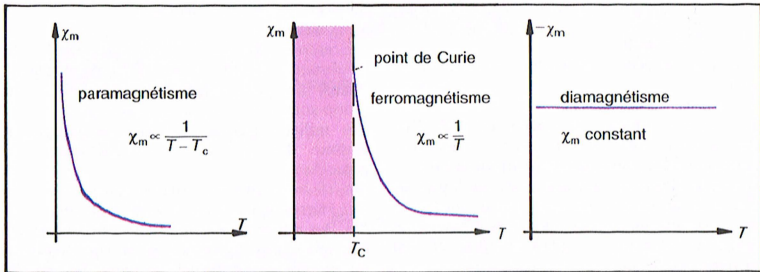
Si $\mathbf{M}_p$ est proche de 0, le matériau est dit « doux ». B_1 augmente rapidement en même temps que H (fer de haute pureté). Si $\mathbf{M}$ est proche de 0, le matériau est dit « dur », H influe très peu sur B_1 (alliages Alnico).



Courbes d'aimantation



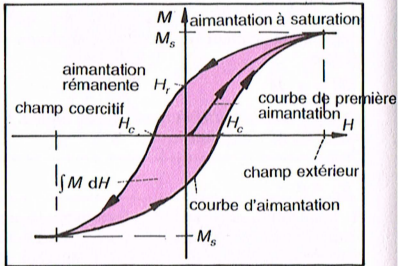
Protection contre un champ magnétique



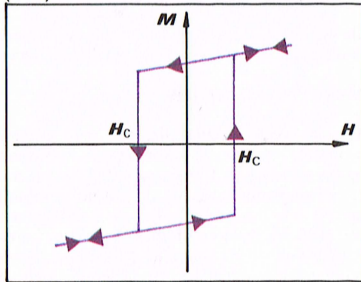
Variation de χ_m en fonction de la température

Substance	$\chi_m \cdot 10^6$	
bismuth	- 13,4	paramagnétiques
antimoine	- 9,2	
mercure	- 2,6	
zinc	- 1,0	
eau	- 0,94	
vide	0	
oxygène (sol.)	+ 522	diamagnétiques
chlorure de fer	+ 299	
oxygène (liq.)	+ 274	
FeCl ₃ (en solution)	+ 117	
palladium	+ 60	
chrome	+ 26	ferromagnétiques
platine	+ 21	
aluminium	+ 1,7	
étain	+ 0,19	
oxygène (g.)	+ 0,15	
air	+ 0,03	
aimantation à saturation (valeurs limites)		
fer extra-pur	+ 180 000	
supermalloy	+ 100 000	
Ni (+ 0,7 % Mn)	+ 1 100	
Co (+ 1,4 % C)	+ 175	
ferrite	+ 100	

Susceptibilités magnétiques



Cycle d'hystérésis d'un corps ferromagnétique (acier)



Cycle d'hystérésis d'un corps ferromagnétique (céramique)

Aimantation et température

Le **diamagnétisme** ne dépend pas de la température, c.-à-d. que la susceptibilité magnétique χ_m est indépendante de la température.

Le **paramagnétisme** dépend de la température. **PIERRE CURIE** (1859-1906) découvrit en 1894/95 la loi qui porte son nom :

$$\chi_m = C/T$$

avec C : *constante de Curie*, caractéristique de la substance ; T : température absolue (en K).

Le **ferromagnétisme** disparaît pour une température supérieure à une température T_c dite *point de Curie*. Le corps devient paramagnétique avec :

$$\chi_m = C/(T - T_c)$$

Quelques valeurs de « points de Curie » :

	T_c en K
Co	1404
Fe	1043
Ni	631
Gd	289

Pour de nombreux alliages de fer antirouille, la température dite « point de Curie » est inférieure à la température ambiante.

Protection magnétique

Les lignes de champ B sont déviées lors du passage d'un milieu à un autre avec des perméabilités et donc des susceptibilités différentes. La transition milieu paramagnétique — milieu diamagnétique se fait sans grande déviation car les valeurs de χ_m sont peu différentes. Par contre, la déviation lors du passage dans un milieu ferromagnétique est notable. Ainsi, pour un angle d'incidence de quelques degrés, l'angle de réfraction dépasse 70° (voir p. 143).

En conséquence, un corps ferromagnétique creux canalise les lignes de champ B dans le matériau ; seules quelques lignes pénètrent dans l'espace intérieur qui se trouve ainsi protégé. Cette propriété est utilisée dans les galvanomètres ultra-sensibles où un manteau de fer protège la bobine des effets perturbateurs du champ magnétique terrestre.

Courbe d'aimantation d'un corps ferromagnétique

Soit une substance ferromagnétique vierge (n'ayant jamais été aimantée) placée dans un champ magnétique variable que l'on fait partir de la valeur zéro. L'aimantation M augmente jusqu'à une valeur M_s (aimantation à saturation). C'est la *courbe de première aimantation*. Si l'on fait diminuer alors la valeur du champ, l'aimantation diminue, mais avec des valeurs supérieures aux valeurs de la courbe initiale.

Pour $H = 0$ (champ magnétique extérieur nul), il reste une aimantation dite **aimantation rémanente**.

Le matériau est alors un *aimant permanent*.

Si H continue à diminuer, l'aimantation s'annule pour $H = -H_c$, **champ coercitif**. C'est donc le champ antagoniste qu'il faut appliquer pour annuler l'aimantation rémanente.

L'aimantation continue ensuite à diminuer jusqu'à une valeur à saturation $M = -M_s$.

Si l'on fait croître à nouveau H , M augmente et s'annule pour $H = +H_c$, puis augmente encore jusqu'à M_s .

La courbe obtenue (voir ci-contre) est le **cycle d'hystérésis**.

L'aire intérieure de cette courbe, égale à

$$\int M dH,$$

exprime numériquement l'énergie nécessaire à la réalisation du cycle. Cette énergie se transforme en chaleur dans le corps.

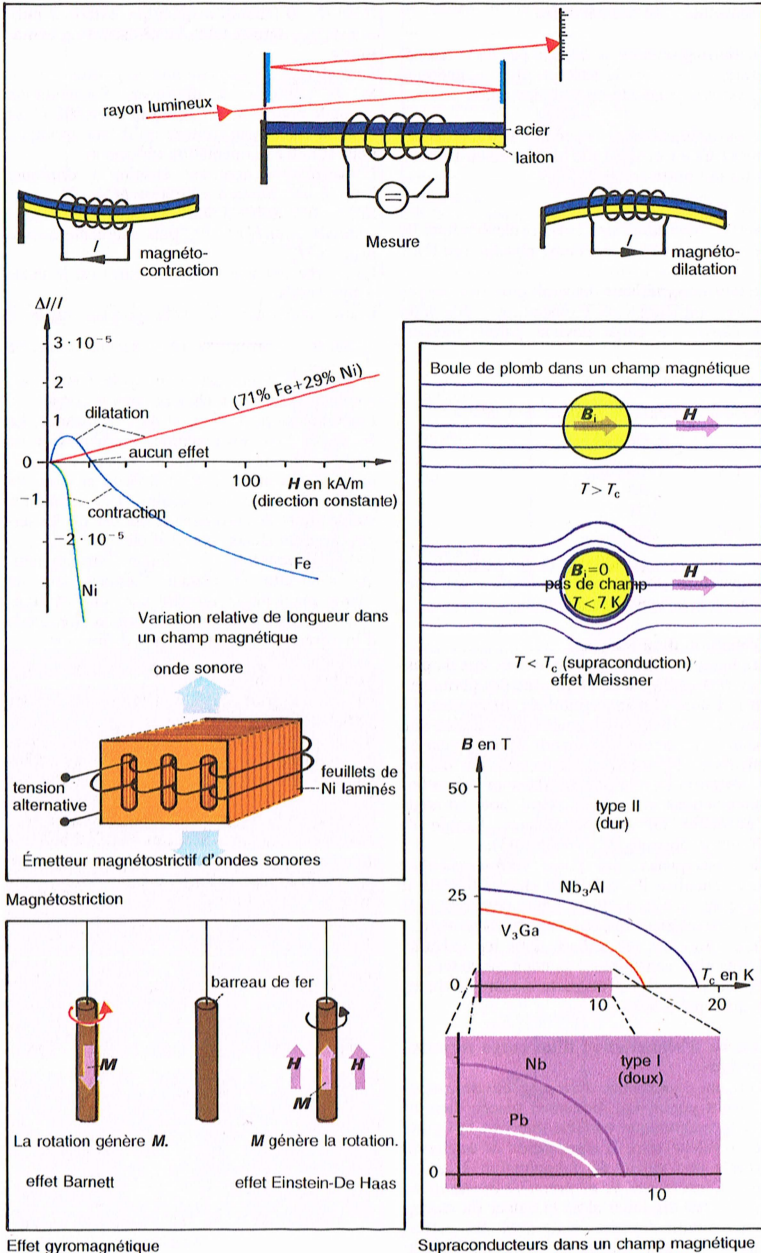
La forme du cycle dépend de la substance. Le fer utilisé pour les machines tournantes et les transformateurs est magnétiquement « doux », le cycle d'hystérésis est très étroit et donc les pertes d'énergie très faibles. Les mémoires magnétiques des ordinateurs ont des cycles larges, avec un champ coercitif élevé.

La *désaimantation* d'un aimant ferromagnétique s'effectue en plaçant l'aimant dans un champ magnétique variable dont on fait diminuer la valeur de façon continue. Le cycle d'hystérésis se rétracte jusqu'à disparition.

Milieux ferrimagnétiques

Par ex. : ferrites spinelles (Fe_3O_4 , ...), ferrites grenats, céramiques.

Ils se comportent comme les milieux ferromagnétiques avec de très faibles valeurs à saturation et des champs coercitifs très élevés (voir cycle ci-contre). A la différence des métaux ferromagnétiques, beaucoup de ces corps sont de très bons isolants électriques utilisables dans des champs magnétiques à très haute fréquence sans avoir à craindre l'effet d'écran des courants induits (voir p. 257).



Structure des milieux ferromagnétiques

L'intérieur d'un échantillon ferromagnétique est subdivisé en domaines élémentaires dits « domaines de Weiss » d'après P. WEISS (1865-1940). Les aimantations des différents domaines sont orientées suivant les différentes directions de l'espace, d'où une aimantation résultante macroscopique nulle. Dans un champ magnétique, les aimantations des différents domaines s'alignent avec le champ et s'additionnent. Si, ensuite, on fait diminuer le champ extérieur jusqu'à l'annuler, quelques domaines de Weiss conservent la direction du champ (d'où une aimantation rémanente).

Magnétostriction

Une substance ferromagnétique se déforme quand on lui applique un champ magnétique extérieur. J.-P. JOULE (1818-1889) découvrit cet effet en 1847.

Les origines en sont les déplacements des « parois », frontières séparant les domaines élémentaires, et les rotations de ces domaines.

Les déformations relatives sont de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-4} et dépendent généralement de H .

Par ex., soit un ruban formé de deux bandes, l'une en fer, l'autre en cuivre, accolées dans le sens de la longueur, placé à l'intérieur d'un solénoïde. Si un courant passe dans la bobine, la bande de fer se contracte ou se dilate selon la direction du champ. Comme le ruban de cuivre conserve la même longueur, le ruban bimétallique se courbe.

Utilisation : émetteur d'ondes ultrasonores.

Une tige de nickel, placée à l'intérieur d'une bobine à courant alternatif, oscille mécaniquement avec la même fréquence que celle de la tension alternative. Les extrémités de la tige émettent des ondes ultrasonores. Lors de la résonance (égalité de la fréquence de la tension et de la fréquence propre de la tige, voir p. 83), le son émis passe par un maximum.

P. REIS (1834-1874) utilisa en 1861, pour la réalisation du premier téléphone, la magnétostriction d'une aiguille faiblement aimantée pour restituer le son.

Inversement, les déformations mécaniques d'une substance ferromagnétique produisent des champs magnétiques variables.

La magnétostriction dans un champ magnétique correspond, par analogie, à l'électrostriction dans un champ électrique.

Supraconducteurs dans un champ magnétique

La « température critique » T_c d'un matériau supraconducteur est plus faible dans un champ magnétique.

Par ex., pour le plomb, $T_c = 7,26$ K en l'absence de champ magnétique ; dans un champ de 50 mT, T_c tombe à 5 K ; pour des valeurs du

champ supérieures à 80 mT, le plomb n'est plus du tout supraconducteur.

Pour des valeurs du champ magnétique supérieures à une « valeur critique » notée B_c , un matériau n'est plus supraconducteur quelle que soit la température. Cette valeur critique est caractéristique du matériau.

On distingue :

Les *supraconducteurs type I* (supraconducteurs doux)

$$B_c > 0,2 \text{ T}$$

par ex. : Nb, Pb, Ta, Hg, Sn.

Les *supraconducteurs type II* (supraconducteurs durs)

$$B_c > 20 \text{ T}$$

par ex. : alliages de terres rares, Nb_3Sn , Nb_3Al , V_3Si .

Ces supraconducteurs type II, qui supportent des champs très élevés, permettent la construction d'aimants supraconducteurs pour les accélérateurs de particules, les moteurs électriques et les générateurs.

Effet Meissner, découvert en 1933 par F.W. MEISSNER (1882-1974).

Si l'on place une boule non ferromagnétique dans un champ magnétique uniforme, les lignes de champ traversent la boule pratiquement sans déviation. Si la température de cette boule est abaissée en dessous de la température critique du matériau, les lignes de champ contournent la boule, comme les lignes de courant d'un fluide. A l'intérieur de la boule, il n'y a donc pas de champ magnétique.

Effet Einstein-De Haas

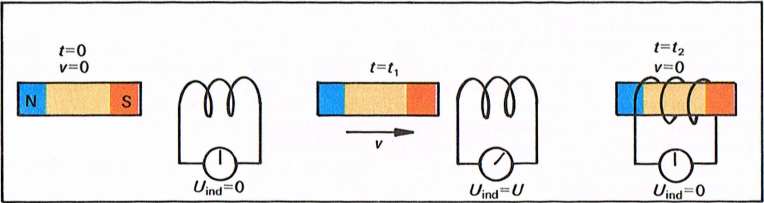
Si l'on met une substance para- ou ferromagnétique dans un champ magnétique, les moments magnétiques d'une partie des électrons s'orientent dans la direction des lignes de champ. Comme les électrons possèdent un moment cinétique intrinsèque (*spin*, voir p. 361), il se crée un moment cinétique résultant L . Pour que la conservation du moment cinétique total soit respectée lors de l'aimantation, il se crée donc un moment cinétique $-L$.

A. EINSTEIN (1879-1955) et W. J. DE HAAS (1878-1960) observèrent cet effet en 1915.

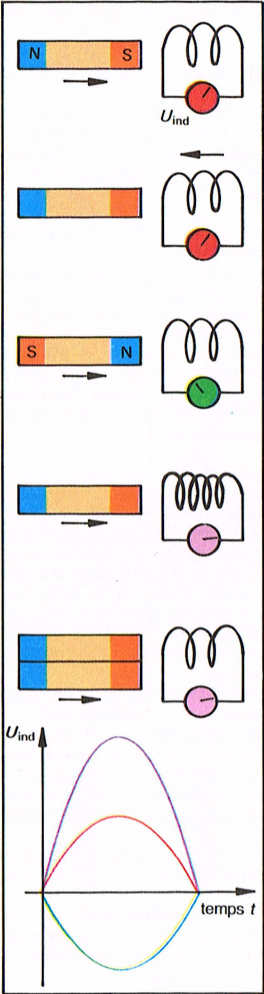
Une tige de fer suspendue à un fil est placée dans une bobine parcourue par un courant électrique. Les spins des électrons s'ordonnent en partie selon l'axe de la bobine. La tige crée alors un moment cinétique opposé qui la fait tourner.

Effet Barnett, décrit en 1914 par S.J. BARNETT (1873-1956). Effet inverse de l'effet décrit ci-dessus.

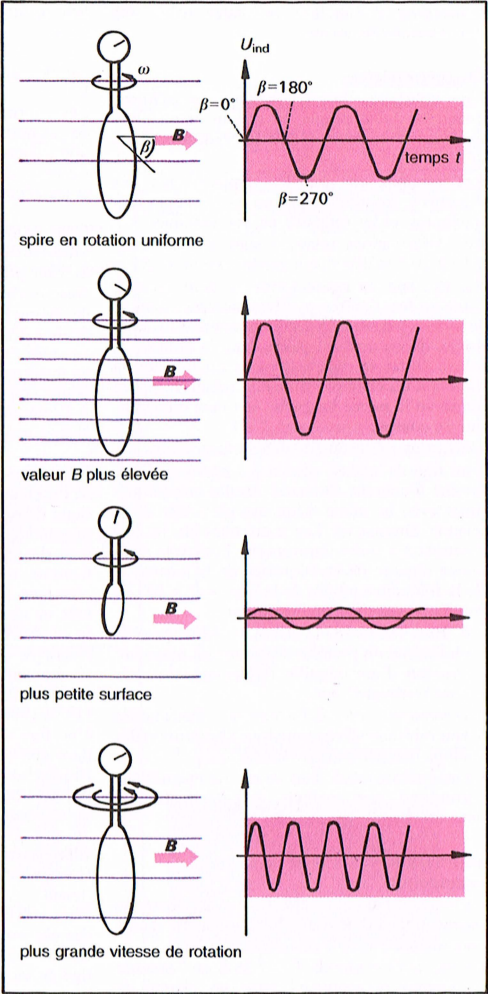
Dans une tige de fer en rotation rapide, les spins des électrons s'orientent pour que la conservation du moment cinétique total soit effective. La tige de fer est ainsi aimantée.



Tension induite par déplacement



Induction électromagnétique



Induction dans une spire en rotation uniforme dans un champ magnétique uniforme

L'induction électromagnétique, souvent appelée uniquement *induction*, repose sur la force de Lorentz (voir p. 247) :

les électrons libres d'un conducteur placé dans un champ magnétique subissent cette force s'il y a déplacement.

M. FARADAY (1791-1867) étudia les phénomènes observés avant lui et, à la suite de nouvelles expériences, formula en 1831 la *loi de l'induction* (voir ci-dessous).

Observations fondamentales

Dispositif expérimental : un conducteur électrique formé de quelques spires circulaires (bobine) et un voltmètre permettant de mesurer la tension entre les extrémités du circuit. L'intensité I peut également être mesurée, avec une résistance appropriée.

1) Bobine et aimant permanent.

a) Si l'on déplace un aimant droit dans la direction de l'axe de la bobine, le pôle nord de l'aimant arrivant vers la face de la bobine, on constate l'existence d'une tension *induite* U_{ind} aux bornes de la bobine. U_{ind} est proportionnelle à la vitesse d'approche de l'aimant et n'existe que pendant le déplacement.

La bobine est l'*induit* et l'aimant l'*inducteur*.

b) Le même phénomène est observé si l'on approche la bobine de l'aimant alors immobile, ou si l'on réalise l'approche en déplaçant les deux éléments. Seuls le déplacement et la vitesse relatifs interviennent.

c) L'aire comprise entre la courbe U_{ind} et l'axe

des abscisses t , soit l'intégrale $\int U_{\text{ind}} dt$, est constante, c.-à-d. indépendante de la vitesse d'approche.

Elle ne dépend que des positions initiale et finale.

d) Si l'on remplace le pôle nord par le pôle sud, le même phénomène est observé avec changement du signe de U_{ind} .

e) Si le champ B de l'aimant droit est multiplié par un facteur m , alors la tension U_{ind} est également multipliée par m , c.-à-d. que la tension induite est proportionnelle à B .

f) Si l'on modifie le nombre de spires de la bobine, en le multipliant par un facteur n , alors la tension induite est également multipliée par n ; elle est donc proportionnelle au nombre de spires.

g) L'aimant droit peut être remplacé par une bobine parcourue par un courant, en vertu de l'équivalence concernant le champ créé à l'extérieur.

2) Bobine dans un champ magnétique permanent.

a) Soit une bobine placée dans un champ magnétique dont les lignes de champ sont parallèles au plan des spires. Si l'on effectue une rotation de la bobine de 180° , on observe, pendant la durée du mouvement, l'apparition

d'une tension induite U_{ind} proportionnelle à la vitesse de rotation.

b) Si l'on effectue une nouvelle rotation de 180° , le même phénomène est observé mais avec changement de signe pour U_{ind} .

c) Si B est multiplié par m , alors U_{ind} est multiplié par m .

d) Si le nombre de spires est multiplié par n , alors U_{ind} est multiplié par n .

3) Bobine à coupe transversale de forme variable dans un champ magnétique constant.

Lorsque l'on fait varier l'aire S de la coupe transversale, apparaît une tension induite U_{ind} pendant que S varie.

U_{ind} augmente ou diminue proportionnellement à S .

Loi de l'induction

Il est nécessaire de définir préalablement la grandeur **flux magnétique** (noté Φ), à travers une surface.

On a :

$$\Phi = \int B \cos \beta \, dS$$

avec

B : valeur du champ magnétique B ; β : angle formé par B et S , S étant un vecteur perpendiculaire au plan de la surface (voir ci-contre).

Φ , qui « mesure » le nombre de lignes de champ traversant la surface, s'exprime en weber (Wb), d'après W. WEBER (1804-1891).

$$1 \text{ Wb} = 1 \text{ T} \cdot \text{m}^2$$

Dans le cas d'une spire conductrice de surface S , la loi de l'induction s'écrit :

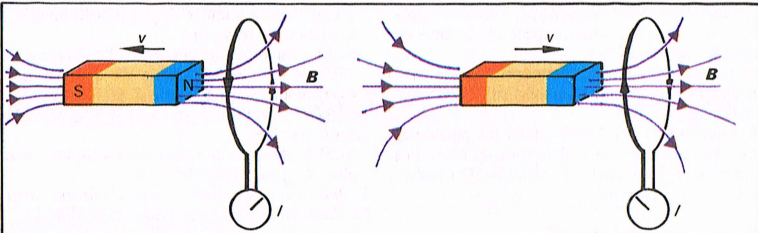
$$U_{\text{ind}} = -d\Phi/dt$$

Si le flux à travers la surface du circuit varie, alors une tension induite apparaît simultanément.

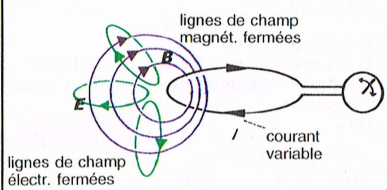
Si le circuit est fermé, il y a donc création d'un courant induit.

La valeur de $\int U_{\text{ind}} dt$ ne dépend que de la variation totale de flux, et non de la façon dont le flux a varié.

Si la variation de flux se fait à travers une bobine de n spires, alors la tension induite est multipliée par n .



Sens du courant induit /



Champ électromagnétique au voisinage de /

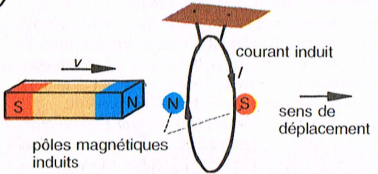
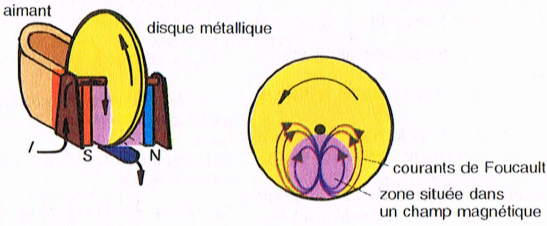
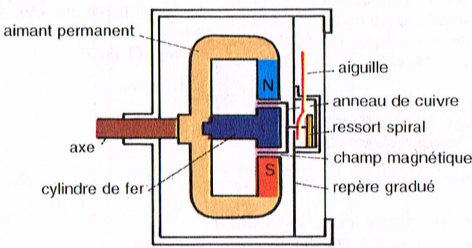


Illustration de la loi de Lenz



Création de courants de Foucault



Tachymètre

Lors de l'expérience décrite pp. 256 et 257, lorsque l'on approche le barreau aimanté de la bobine, on décèle une force s'opposant à ce déplacement. Lorsqu'on éloigne le barreau aimanté, la bobine semble alors freiner le mouvement.

En effet, si par ex. c'est le pôle nord de l'aimant qui s'approche, le courant induit dans la bobine a un sens tel qu'il crée une face nord (courant induit dans le sens des aiguilles d'une montre) orientée vers l'aimant. La force répulsive entre les deux pôles explique la résistance ressentie. Si le pôle nord de l'aimant s'éloigne, le courant induit est en sens inverse et crée une face sud (courant induit en sens inverse des aiguilles d'une montre) orientée vers l'aimant d'où la force attractive entre les deux pôles.

La **loi de Lenz**, qui tient son nom de HEINRICH LENZ (1804-1865), énonce :

Le sens du courant induit est tel que ses effets s'opposent à la cause de sa naissance.

Cette loi, établie en 1834, est une conséquence du principe de conservation de l'énergie. La création du courant induit et du champ magnétique qui en résulte nécessite de l'énergie, donc un travail nécessaire pour l'approche aimant-bobine.

La loi de Lenz peut être appliquée en utilisant la « **règle de la main droite** » :

Le pouce, l'index et le majeur de la main droite constituant un repère orthonormé, si le pouce indique direction et sens du mouvement, l'index direction et sens de $\mathbf{B}$, alors le majeur indique le sens du courant induit.

Des lignes de champ magnétique fermées encerclent le courant induit (voir p. 249). Des lignes de champ électrique fermées encerclent à leur tour ces lignes d'induction puis sont elles-mêmes à nouveau encerclées par des lignes de champ magnétique et ainsi de suite. Ainsi sont créés des **champs électromagnétiques** qui se propagent à la vitesse de la lumière. JAMES MAXWELL (1831-1879) décrit le processus en 1861, HEINRICH HERTZ (1857-1894) découvre ces ondes électromagnétiques en 1887. Les bases de la technique radiophonique étaient établies.

Des courants induits, dits **courants de Foucault** d'après LÉON FOUCAULT (1819-1868), prennent naissance dans un solide conducteur (masse métallique) en mouvement dans un champ magnétique constant. Le champ magnétique qui en résulte crée des forces électromagnétiques de freinage, conformément à la loi de Lenz.

Exemple :

Un pendule constitué d'un disque de cuivre oscille entre les deux pôles d'un électroaimant. Quand aucun courant ne circule, le pendule oscille avec très peu d'amortissement. Lorsqu'on établit le courant, les oscillations sont très rapidement amorties, le pendule ralentit et s'arrête après quelques oscillations.

De même, des courants de Foucault apparaissent dans un solide conducteur immobile dans un champ magnétique variable dans le temps.

Applications :

Le *freinage électromagnétique* dont sont pourvus certains véhicules lourds (camions, autocars, locomotives...) utilise le même phénomène. Un disque de cuivre fixé sur l'axe des roues tourne dans l'entrefer d'un électroaimant. Lors du freinage, un courant est envoyé dans l'électroaimant et crée un champ magnétique. Le disque en rotation dans ce champ est le siège de courants de Foucault dont les effets s'opposent au mouvement et, par conséquent, ralentissent le disque et la roue du véhicule qui en est solidaire. Ce système constitue un freinage d'appoint, complémentaire du système classique.

Le *tachymètre* permet de mesurer la vitesse de rotation d'une roue qui entraîne un aimant permanent (voir fig. ci-contre) et un cylindre de fer coaxial. Dans l'espace annulaire compris entre les pôles et le cylindre règne un champ magnétique dans lequel se trouve un anneau de cuivre avec l'indicateur tachymétrique monté sur son axe. Lors de la rotation, les courants de Foucault induits dans l'anneau de cuivre tendent à le faire tourner, mais un ressort coaxial en spirale s'oppose à la rotation. Une aiguille fixée sur ce ressort permet de mesurer le moment de la force avec un repère étalonné en nombre de tours par unité de temps.

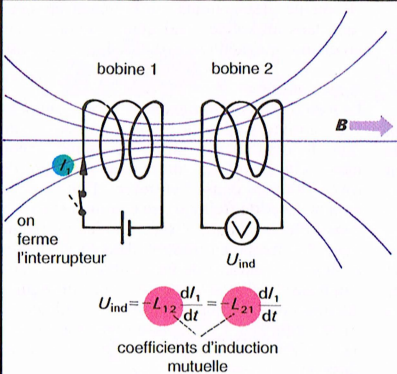
Le *four à induction* est constitué par une masse métallique immobile dans un champ magnétique variable. Elle est alors parcourue par des courants de Foucault et, par effet Joule, elle se trouve échauffée. L'échauffement se trouve ainsi réalisé sans contact avec une source de chaleur classique et sans fils d'amenée d'un courant électrique.

Effets nuisibles

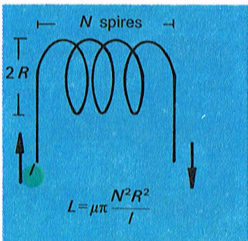
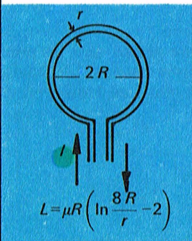
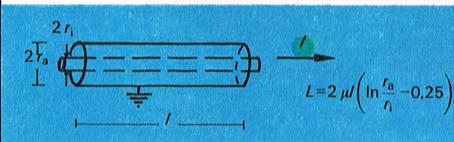
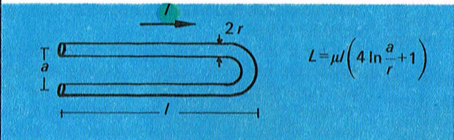
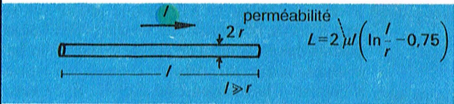
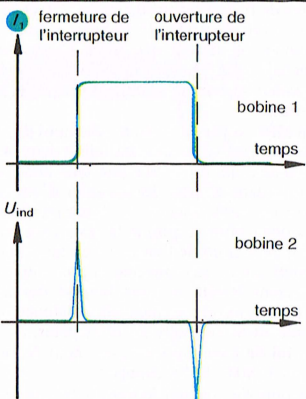
On cherche à limiter ces courants qui sont la cause de pertes d'énergie préjudiciables dans les installations électriques en diminuant le volume qui leur est offert, et par conséquent, leurs intensités.

Exemple :

L'effet Joule peut être gênant dans les armatures de fer des transformateurs. L'échauffement y est rendu minimal en feuilletant ces armatures.

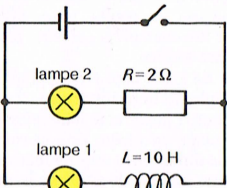


Induction mutuelle



L pour diverses formes de circuits

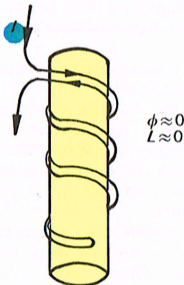
I : courant l : longueur



Fermeture du circuit :
La lampe 1 brille
environ 10 s (= 2 \tau)
après la lampe 2.

$\tau = L/R = 5 \text{ s}$

Expérience d'auto-induction



Résistance à enroulement bifilaire

Induction mutuelle

Les expériences décrites p. 257 montrent qu'une variation de flux magnétique à travers une bobine entraîne la création d'une tension induite U_{ind} . Une bobine (1) parcourue par un courant crée un champ magnétique et peut donc créer un flux magnétique à travers une bobine voisine (2). Si ce flux varie avec le temps, la bobine (1) induit une tension dans la bobine (2). Ce phénomène est appelé **induction mutuelle**.

On a :

$$U_{\text{ind}} = -L_{12}(dI_1/dt)$$

avec U_{ind} : tension induite dans la bobine (2) ; dI_1/dt : dérivée par rapport au temps de l'intensité dans la bobine (1) ; L_{12} : constante de proportionnalité, appelée **coefficient d'induction mutuelle** (notée L_{12} ou M).

Les deux conducteurs peuvent avoir différentes formes et dispositions relatives : des fils parallèles, des bobines ou des spires coaxiales par ex. Le coefficient d'induction mutuelle s'exprime avec l'unité S.I. dérivée Henry (symbole H), d'après JOSEPH HENRY (1797-1878).

Définition : le coefficient d'induction mutuelle de deux conducteurs est de 1 H si une valeur de la dérivée de l'intensité de 1 A/s dans l'un induit une tension de 1 V dans l'autre.

On a : $1 \text{ H} = 1 \text{ V} \cdot \text{s} \cdot \text{A}^{-1} = 1 \text{ Wb} \cdot \text{A}^{-1}$.

L_{12} dépend uniquement de la géométrie, c.-à-d. de la forme et de la position relative des deux circuits, et du milieu dans lequel ils se trouvent. Dans le cas de k circuits voisins, la tension induite dans le i -ème circuit résulte de l'induction mutuelle des k circuits, ce qui donne par sommation :

$$U_i = -\sum_k L_{ik}(dI_k/dt)$$

avec L_{ik} : coefficient d'induction mutuelle des deux circuits i et k .

La formule demeure inchangée si l'on intervient i et k ; on a donc $L_{ik} = L_{ki}$.

Exemple : Soit deux bobines 1 et 2, de même longueur mais avec des nombres de spires différents, la bobine 2 se trouvant à l'intérieur de la bobine 1 (et donc que les lignes de champ de la bobine 1 traversent la bobine 2), on a alors :

$$L_{12} = \mu N_1 N_2 S/l$$

avec μ : perméabilité du milieu à l'intérieur de la bobine (par ex. air ou fer) ; N_1, N_2 : nombres de spires des bobines ; S : aire de la section droite de la bobine intérieure ; l : longueur de chaque bobine.

Auto-induction

Si l'intensité du courant qui circule dans une bobine varie, le champ magnétique propre créé par le courant à l'intérieur de cette bobine varie et le flux magnétique propre créé par ce champ à travers la bobine varie. Il en résulte une tension induite et un courant induit en sens inverse

du courant inducteur. Ce phénomène est appelé **auto-induction**.

On a :

$$U_{\text{ind}} = -L(dI/dt)$$

avec L : inductance de la bobine, mesurée en Henry (H) ; dI/dt : dérivée de l'intensité. La valeur de L ne dépend que de la géométrie de la bobine.

Le signe — traduit la loi de Lenz (voir p. 259) : si i croît, la tension auto-induite s'oppose à l'augmentation de l'intensité du courant, si i décroît, la tension auto-induite s'oppose à la diminution de l'intensité du courant.

En conséquence, lors de la fermeture d'un circuit électrique, l'intensité du courant n'atteint sa valeur finale (régime permanent) qu'après un laps de temps plus ou moins long (régime transitoire) du fait du courant induit en sens inverse. De même, lors de l'ouverture d'un circuit, le courant ne s'annule pas immédiatement, le courant induit circulant alors dans le même sens (étude quantitative p. 263). S'il n'y a pas de circuit fermé pour conduire le courant, une étincelle éclate entre les deux bornes de l'interrupteur (« étincelle de rupture »).

Exemples : *Bobine ou solénoïde longs* (diamètre faible par rapport à la longueur)

$$L = \mu N^2 S/l$$

avec

μ : perméabilité du milieu dans lequel est placée la bobine ; N : nombre de spires ; S : aire de la section (aire d'une spire) ; l : longueur de la bobine.

Ainsi une bobine de 1 cm de long, avec 15 spires d'une section de 5 cm², dans l'air, a une inductance de

$$L = (1,26 \times 10^{-6} \times 225 \times 0,0005) / 0,01 \text{ H} \\ = 1,41 \times 10^{-5} \text{ H}$$

Si la bobine contient un noyau de fer doux de perméabilité relative μ_r , l'inductance est multipliée par μ_r .

Conducteur rectiligne

$$L = 2 \mu l (\ln(2l/r) - 0,75)$$

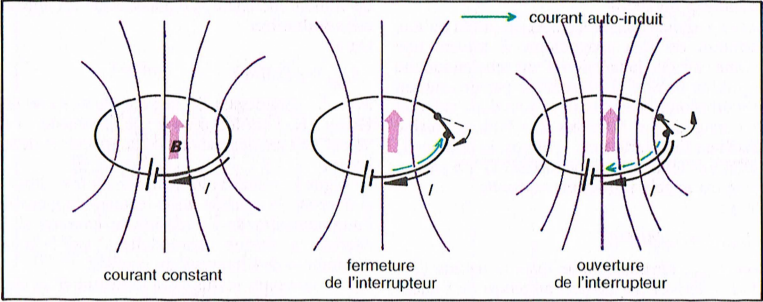
avec r : rayon du conducteur ; l : longueur du conducteur ($l \gg r$)

Câble coaxial

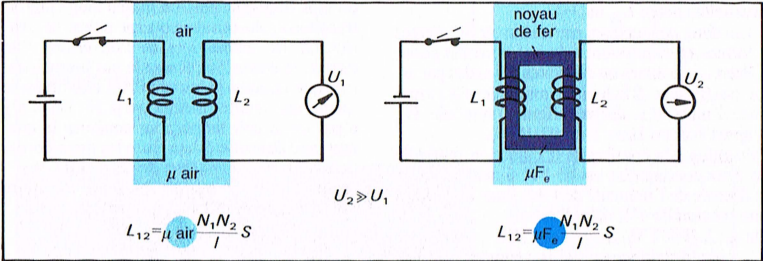
$$L = 2 \mu l (\ln(r_e/r_i) - 0,25)$$

avec r_e : rayon du cylindre extérieur ; r_i : rayon du cylindre intérieur.

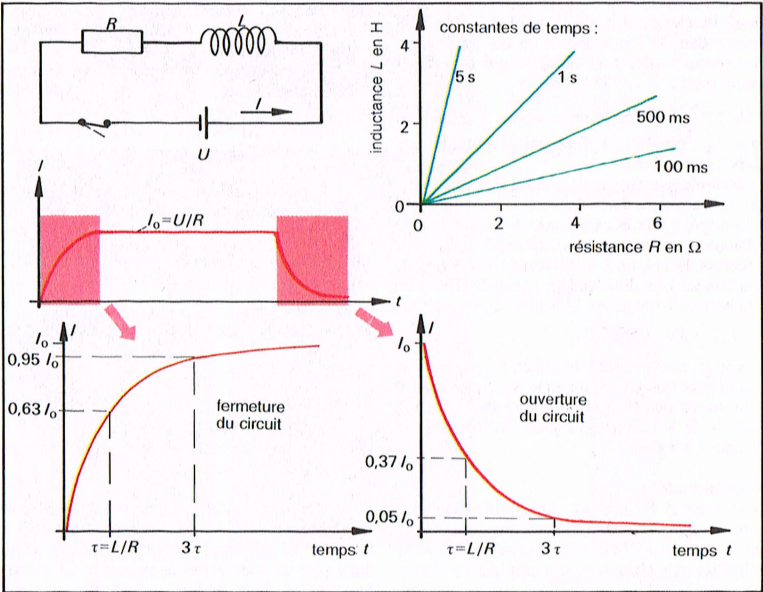
L'auto-induction d'une bobine (ou de tout autre conducteur formé de fil) peut être éliminée par un système bifilaire. Le fil conducteur isolé étant plié en deux avant de procéder à l'enroulement, les deux moitiés créent des courants induits en sens inverses qui s'annulent.



Auto-induction dans une spire conductrice



Circuits inductifs couplés



Fermeture et ouverture de circuits inductifs

Degré de couplage

Des conducteurs électriques isolés voisins sont dits « couplés » électromagnétiquement. Le **degré de couplage** k mesure l'importance de l'induction mutuelle.

$$k = L_{12} / \sqrt{L_1 L_2}$$

avec

L_{12} : coefficient d'induction mutuelle ; L_1, L_2 : inductances des bobines 1 et 2.

Établissement et rupture de courant continu

Tout circuit électrique fermé possède une inductance propre L . Lors de la fermeture ou de l'ouverture d'un circuit, une tension induite apparaît puisque $dI/dt \neq 0$.

Établissement : Soit un circuit ouvert possédant une source de courant continu de tension U_0 et une résistance R . Quand on le ferme, le circuit se comportant comme une bobine d'inductance L est le siège d'une tension induite U_{ind} , ce qui donne pour la tension résultante U :

$$\begin{aligned} U &= U_0 + U_{\text{ind}} \\ &= U_0 - L(dI/dt) \end{aligned}$$

avec

$U_{\text{ind}} = -L(dI/dt)$: tension induite.

La solution de cette équation différentielle du premier ordre décrit la croissance de la tension U , et donc de l'intensité du courant I , en fonction du temps :

$$U = U_0 (1 - e^{-t/\tau})$$

et

$$\begin{aligned} I &= (U_0/R)(1 - e^{-t/\tau}) \\ I &= I_0 (1 - e^{-t/\tau}) \end{aligned}$$

avec

U_0, I_0 : valeurs finales de la tension et de l'intensité (régime permanent) ; t : temps ; $\tau = L/R$: **constante de temps** du circuit (exprimée en seconde).

U croît exponentiellement jusqu'à la valeur U_0 . τ caractérise la rapidité de la croissance.

Au bout de la durée τ , après la fermeture du circuit, l'intensité I et la tension U atteignent 63% environ de leurs valeurs finales. Au bout de la durée 5τ , I et U ont pratiquement atteint leurs valeurs limites (à plus de 99%).

La constante de temps peut prendre des valeurs importantes.

Par ex., un électroaimant classique, avec une inductance $L = 8 \text{ H}$ et une résistance $R = 2 \Omega$, possède une constante de temps $\tau = 4 \text{ s}$.

Rupture : lors de l'ouverture du circuit, les valeurs de U et de I ne s'annulent pas immédia-

tement. L'auto-induction (à cause de $dI/dt \neq 0$) crée un courant en sens inverse qui ralentit la décroissance du courant.

On a :

$$U = U_0 e^{-t/\tau}$$

et

$$I = I_0 e^{-t/\tau}$$

t : temps ; U_0, I_0 : tension et intensité initiales ; $\tau = L/R$, constante de temps du circuit de résistance R et d'inductance L .

Au bout d'une durée τ , la tension et l'intensité ne valent plus que 37% de leurs valeurs initiales. Au bout de la durée 5τ , leurs valeurs sont pratiquement nulles.

En électrotechnique, les tensions induites lors de l'ouverture des circuits dont les inductances sont importantes ne sont pas négligeables. De fortes surtensions peuvent endommager les bobinages, provoquer l'apparition d'arcs électriques dits **étincelles de rupture** aux bornes des interrupteurs. Ceux-ci sont protégés à l'aide de diodes et de condensateurs.

Les étincelles de rupture provoquent des ondes électromagnétiques (parasites) qui sont interceptées par les antennes et perturbent les réceptions de radio ou de télévision.

Énergie magnétique emmagasinée dans une bobine

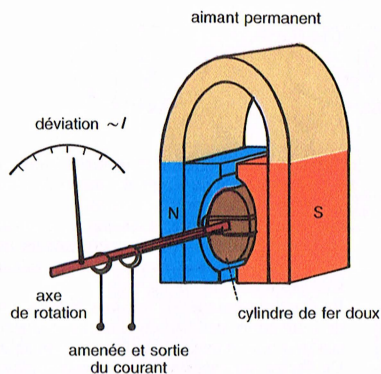
Lors de la fermeture d'un circuit d'inductance L , l'intensité I croît exponentiellement jusqu'à la valeur limite I_0 . Le courant I qui s'oppose au courant induit effectue un travail W qui constitue une énergie magnétique emmagasinée dans la bobine. On a

$$\begin{aligned} W &= - \int_0^{\infty} I u_{\text{ind}} dt \\ &= \int_0^{\infty} I L (dI/dt) dt \\ &= LI_0^2/2 \end{aligned}$$

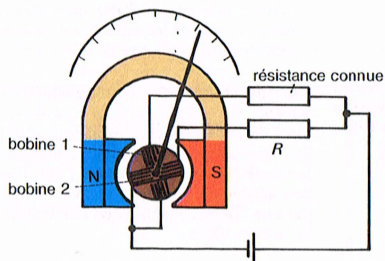
Lorsque l'on ouvre le circuit, la bobine restitue cette énergie qui entretient l'étincelle de rupture. L'**énergie magnétique volumique** w (mesurée en J/m^3) d'une bobine s'écrit

$$w = \mu B^2/2$$

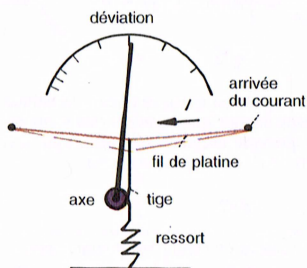
B : valeur du champ magnétique dans la bobine. La formule, valable pour tous les champs magnétiques, est analogue à celle de l'énergie électrostatique volumique (voir p. 215).



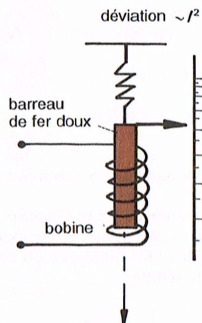
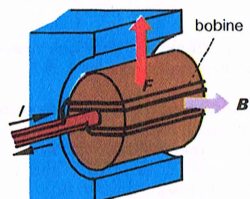
Instrument de mesure à bobine rotative



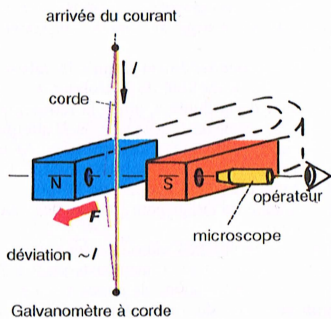
Ohm-mètre à enroulements croisés



Ampèremètre à dilatation thermique



Ampèremètre à fer doux



Galvanomètre à corde

Les **instruments de mesure à bobine rotative** reposent sur la force électromagnétique qui fait tourner une bobine parcourue par un courant dans un champ magnétique (voir p. 247). Ce phénomène fut évoqué pour la première fois par WILLIAM THOMSON LORD KELVIN (1824-1907) en 1867.

Dans l'entrefer formé de deux demi-cylindres légèrement espacés d'un aimant permanent se trouve un noyau de fer doux cylindrique (voir p. 264). Le champ magnétique B est radial, c.-à-d. que les lignes de champ sont les diamètres de la section du cylindre de l'entrefer. La valeur B est la même en tout point de l'étroit espace d'air entre l'aimant et le noyau. Un enroulement de fil conducteur autour du noyau de fer doux constitue une bobine plate de même axe que le noyau. Quelle que soit la position de la bobine, les lignes de champ sont dans son plan. Les fils d'amenée et de sortie du courant se terminent par deux ressorts spiraux sur l'axe de la bobine. Lorsqu'un courant continu circule dans la bobine, les forces électromagnétiques qui s'exercent sur les brins de la bobine plate forment un couple qui fait tourner la bobine. Les ressorts spiraux exerçant un couple résistant, un équilibre s'instaure. On a

$$M = NISB$$

avec

M : valeur du moment du couple de forces électromagnétiques ; N : nombre de spires ; I : intensité du courant électrique ; B : valeur du champ magnétique dans l'espace d'air ; S : aire d'une spire.

Une aiguille solidaire de l'axe indique l'angle de rotation qui est proportionnel à I . Le cadran est donc gradué directement en unité d'intensité. Le sens de la rotation, et par conséquent de la déviation de l'aiguille, dépend du sens du courant. Cet instrument de mesure n'est utilisable qu'avec des courants ou des tensions *continus*.

Sensibilité de l'instrument de mesure : rapport de la déviation sur le cadran à la valeur mesurée, exprimé en mm/A ou en mm/V. La sensibilité de certains instruments ultrasensibles peut atteindre 10^{12} mm/A ou 10^{18} mm/V. La précision de mesure des très faibles courants est limitée par le mouvement brownien (voir p. 113).

Les instruments de mesure à bobine rotative extrêmement sensibles sont appelés **galvanomètres**. L'indication est alors usuellement réalisée à l'aide d'un rayon lumineux, par réflexion sur un petit miroir plan solidaire de l'axe de rotation.

La **période T des oscillations** d'une bobine est proportionnelle à la racine du moment d'inertie/constante du ressort.

Le **galvanomètre balistique** mesure une *quantité d'électricité* q qui traverse le circuit

pendant un laps de temps très bref τ . Le moment d'inertie étant important, on a $T \gg \tau$.

Les **instruments de mesure à bobines croisées** sont des instruments à bobines rotatives avec deux enroulements séparés électriquement qui forment deux bobines plates coaxiales. Toutes deux forment un angle d'environ 30° . Il n'y a pas de ressorts spiraux. Les courants circulant en sens inverses provoquent des couples de forces électromagnétiques opposés. Soit I_1 et I_2 les intensités des courants dans les bobines 1 et 2, pour :

a) $I_1 = I_2$, il s'établit un équilibre déterminé par la géométrie des bobines.

b) $I_1 \neq I_2$, l'indication de l'instrument est proportionnelle à I_1/I_2 . Si une bobine mesure le courant et l'autre la tension, l'instrument permet de mesurer la résistance R du circuit.

Ces instruments à bobines croisées sont souvent utilisés car la mesure de la résistance ne dépend pas de l'état de charge de la batterie.

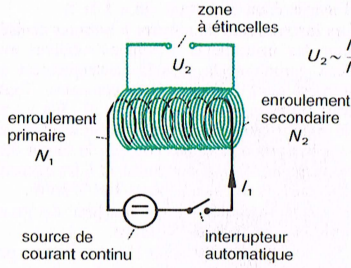
Les **instruments de mesure à fer doux** furent réalisés pour la première fois par FRIEDRICH KOHLRAUSCH (1840-1910). Un barreau de fer, suspendu à un ressort, est partiellement plongé dans une bobine de mesure. Si un courant I circule dans la bobine, le barreau de fer est aimanté par le champ magnétique de l'intérieur de la bobine et se trouve alors attiré vers le bas (attraction de pôles contraires). Le déplacement est proportionnel à l'intensité I , quel que soit le sens du courant.

On peut également placer deux rubans rigides de fer selon l'axe de la bobine, l'un fixe et l'autre mobile autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de la bobine en l'un de ses points. Les deux rubans aimantés se repoussent et l'angle formé est proportionnel à I et indépendant du sens du courant. Ces instruments de mesure sont plus robustes mais moins sensibles que les instruments à bobine rotative.

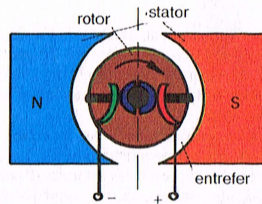
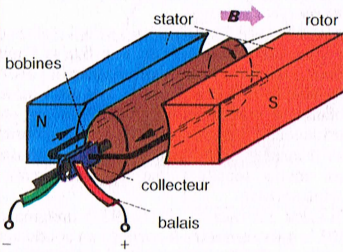
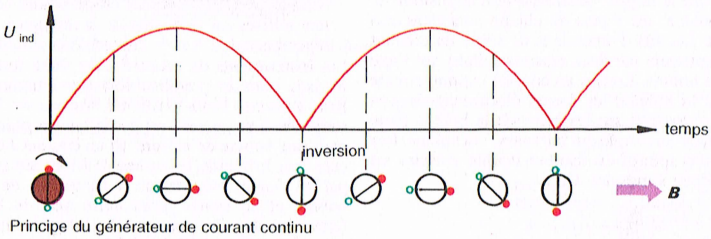
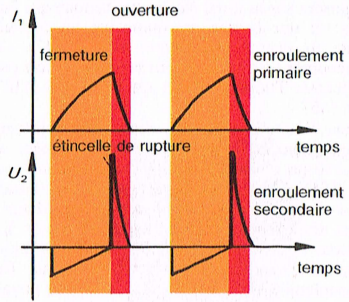
WILHELM EINTHOFFEN (1860-1927) imagina en 1903 le **galvanomètre à cordes** : un conducteur électrique fin (quelques μm de diamètre) est tendu entre les deux pôles d'un aimant. Lorsqu'un courant I circule dans la corde, la force électromagnétique la déforme perpendiculairement aux lignes de champ. Le déplacement est proportionnel à I et son sens dépend du sens du courant.

Les **ampèremètres à fil chauffant** reposent sur la dilatation thermique (voir p. 103) d'un conducteur parcouru par un courant, par suite de la chaleur qui s'y trouve dégagée (effet Joule). La déviation étant proportionnelle à I^2 , la graduation n'est pas linéaire. Elle est indépendante du sens du courant. Le principe est utilisable en courant alternatif.

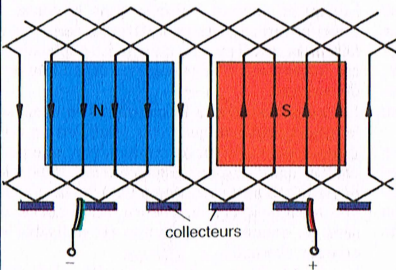
Les **multimètres** sont des appareils qui permettent la mesure du courant, de la tension et de la résistance. Il suffit de préciser la grandeur que l'on veut déterminer. Le résultat est généralement affiché sous forme digitale.



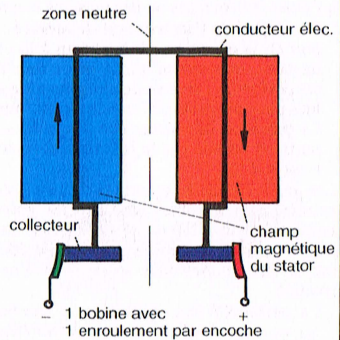
Inducteur à étincelles



Coupe transversale



Configuration de l'induit



Coupe longitudinale

La **bobine d'induction** est une application de l'induction mutuelle (voir p. 261). Elle permet d'obtenir des pics de tension de valeurs très élevées. Elle n'est qu'un transformateur et nécessite une source d'énergie. Une première bobine, à gros fils séparés, est constituée d'un petit nombre de spires (N_1) ; elle est connectée aux bornes d'un générateur de courant continu (*circuit primaire*). Le courant crée un champ magnétique. Un second bobinage, à fils jointifs et minces, comporte de nombreuses spires (N_2) ; il est enroulé autour de la bobine primaire ou situé à proximité (*circuit secondaire*). Lors de la fermeture et de l'ouverture du circuit primaire, la brusque variation d'intensité provoque une forte tension induite dans le circuit secondaire, dont la valeur est proportionnelle au rapport du nombre de spires N_2/N_1 et à la dérivée de l'intensité par rapport au temps dI/dt . De brefs pics de tension de 10^5 V peuvent être atteints. Le maximum observé lors de l'ouverture du circuit peut être particulièrement élevé puisque la tension induite tend à s'opposer à l'annulation du courant dans le circuit primaire. Par contre, la tension induite lors de la fermeture tend à créer un courant en sens inverse de celui qui s'installe.

Les interrupteurs de courant automatiques dans le circuit primaire permettent d'obtenir des tensions périodiques à la sortie du circuit secondaire. Cette propriété est utilisée dans la bobine d'allumage du moteur à explosion d'Otto (voir p. 263).

Interrupteurs de courant électrolytiques.

Le courant I circule entre deux électrodes de plomb en traversant un liquide conducteur. Une électrode se terminant par une pointe de platine, la densité de courant y devient très élevée et provoque un fort échauffement localisé (effet Joule). Une bulle de vapeur se forme autour de la pointe et interrompt le circuit immédiatement. La vapeur se condense et le circuit se referme aussitôt. Fréquence de l'interrupteur : quelques centaines de Hz.

Générateurs de courant continu

Un an après l'énoncé de la loi de l'induction électromagnétique par MICHAEL FARADAY (1831), HIPPOLYTE PIXII (1808-1835) réalisa le premier générateur de courant continu alors activé manuellement en faisant tourner une manivelle. Il s'agissait de la première **magnéto**. WERNER VON SIEMENS (1816-1892) acheva presque entièrement le développement dans ce domaine avec la **dynamo**, en remplaçant l'aimant permanent de la magnéto par un électroaimant excité par le propre courant produit par la machine (1866).

Les générateurs magnétohydrodynamiques et les cellules solaires sont des réalisations modernes qui ne contribuent encore que faiblement à la production d'électricité.

Générateurs magnétoélectriques

Soit une spire conductrice en rotation dans un champ magnétique B , la variation du flux entraîne conformément à la loi de Lenz la création d'une tension induite U_{ind} (force électromotrice -f.é.m.- du générateur). Lorsque l'on relie les extrémités du conducteur formé de plusieurs spires à deux demi-anneaux situés autour de l'axe et isolés l'un de l'autre, la tension obtenue est continue périodique. Pour une rotation uniforme, on a

$$U_{\text{ind}} = \omega NSB \sin \omega t$$

avec

U_{ind} : valeur de la tension induite ; $\omega = 2\pi\nu$: vitesse de rotation de la spire ; ν : nombre de tours par seconde (fréquence) ; S : surface de la spire conductrice ; B : valeur du champ magnétique ; N : nombre de spires ; t : temps.

U_{ind} atteint deux fois sa valeur maximale

$$U_{\text{max}} = \omega NSB \text{ au cours d'une rotation.}$$

Exemple : Soit une bobine de 60 spires de surface de 200 cm^2 en rotation à 50 tours par seconde dans un champ magnétique de 32 mT , on a

$$U_{\text{max}} = 2\pi \times 50 \times 60 \times 0,02 \times 0,032 \text{ V} = 12 \text{ V}$$

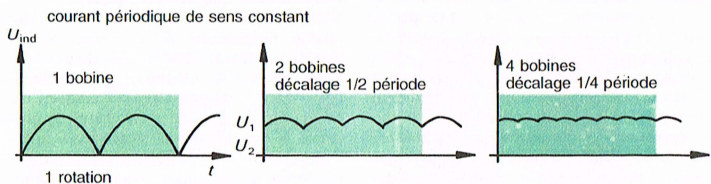
Ce maximum est atteint 100 fois par seconde. Sa valeur peut être relevée, soit

- 1) en augmentant le nombre de spires,
- 2) en intensifiant la valeur de B à l'aide d'un noyau de fer introduit dans la bobine.

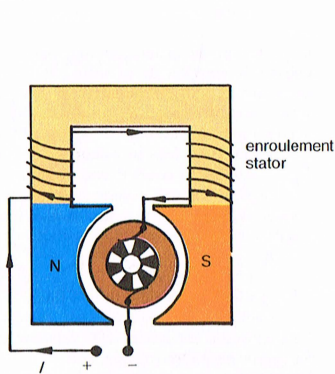
Principaux éléments du générateur :

- le **rotor** ou **induit** est un cylindre de fer en rotation autour d'un axe horizontal et autour duquel sont enroulées une ou plusieurs bobines. L'armature comporte des dents et des encoches où sont disposés, parfaitement isolés, les *conducteurs actifs* de l'induit.
- le **stator**, partie fixe, est l'**inducteur**. C'est un aimant dans l'entrefer duquel tourne le rotor.
- le **collecteur** ou **commutateur**, cylindre solidaire du rotor placé à l'une de ses extrémités, à deux balais, fixes dans l'espace, souvent diamétralement opposés, qui redressent les courants induits et les transmettent à la plaque à bornes de la machine en assurant la commutation.

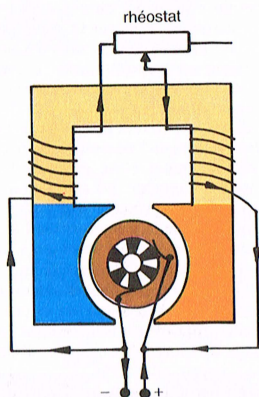
En pratique, il existe diverses conceptions de ces générateurs. Dans les machines contenant plus d'une paire de pôles, l'organisation de l'enroulement est semblable mais les conducteurs actifs reliés entre eux ne sont plus diamétralement opposés : leur écart correspond à l'angle de rotation pour se retrouver dans la même position sous le pôle suivant. Dans un même secteur polaire, tous les conducteurs actifs de l'induit coupent les lignes de champ de même sens et sont le siège de tensions induites de même signe.



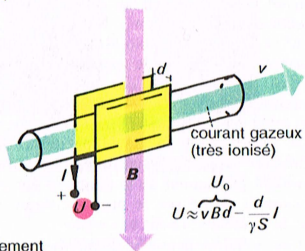
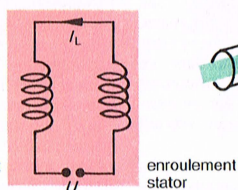
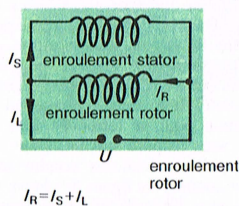
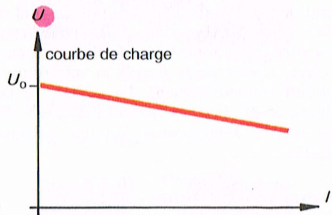
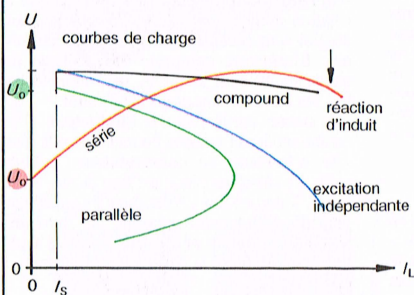
Stabilisation du courant



Montage série



Montage parallèle



Principe du générateur M.H.D

La tension qui apparaît ne s'annule plus. Plus le nombre de conducteurs actifs est important, plus le caractère *ondulatoire* de la tension s'estompe, jusqu'à donner une valeur *quasi constante*.

Réaction d'induit. Le courant induit crée un champ magnétique qui, s'ajoutant au champ inducteur, déforme les lignes de champ dans l'entrefer. Pour réduire la tension auto-induite, on ajoute des pôles auxiliaires sur les lignes neutres, entre les pôles principaux de l'inducteur (*pôles de commutation*). Une tension de signe opposé est ainsi créée dans la section en commutation.

Générateurs dynamoélectriques

Tant que le générateur est réalisé avec des aimants permanents, la capacité électrique obtenue demeure faible. Un électroaimant, en revanche, peut créer un champ magnétique plus intense, mais nécessite du courant électrique pour son fonctionnement. WERNER VON SIEMENS imagina en 1866 un générateur dont le courant créerait lui-même le champ magnétique nécessaire. Ce générateur dynamoélectrique ou **dynamo** utilise une partie du courant produit pour exciter (courant d'excitation) l'aimant.

L'aimant d'un tel générateur possède une aimantation rémanente suffisante pour créer une tension induite au départ de la rotation du rotor. Son effet superposé à celui de l'enroulement inducteur crée un champ plus élevé, ce qui engendre une tension induite plus élevée, ainsi de suite jusqu'à saturation magnétique du fer du rotor. Les dynamos produisent aujourd'hui presque toute l'électricité (surtout en courant alternatif, voir p. 277).

On distingue divers montages : en série, en parallèle et « compound ».

Montage série. Les enroulements du stator et du rotor sont montés en série. Le courant induit dans le rotor passe d'abord dans l'enroulement inducteur puis dans le circuit utilisateur. L'autoexcitation n'a lieu que lorsque le circuit utilisateur est fermé.

Courbe de charge : Pour une vitesse de rotation constante, U_{ind} croît proportionnellement à l'intensité I , à partir de la valeur initiale due à la rémanence (*fonctionnement à vide*). La croissance ralentit lorsque le fer de l'aimant commence à saturer et U_{ind} atteint un maximum. Ensuite l'augmentation de I ne peut accroître l'aimantation, mais U_{ind} diminue à cause de la *réaction d'induit* (voir ci-dessus). La tension électrique délivrée par un dynamo en montage série dépend de sa charge, c.-à-d. du courant reçu. La dynamo fonctionne de manière optimale lorsque sa résistance est très petite par rapport à la résistance du circuit utilisateur.

Montage parallèle (ou dérivation, ou shunt). Les enroulements stator et rotor sont montés en parallèle, c.-à-d. que le courant induit passe

simultanément dans l'enroulement de l'aimant et dans le circuit utilisateur. L'autoexcitation se produit également en *fonctionnement à vide*, quand le circuit utilisateur est ouvert. Ce type de montage est beaucoup plus utilisé que le montage série.

Courbe de charge : pour une vitesse de rotation constante, U_{ind} est maximum lorsque le circuit utilisateur est ouvert (*fonctionnement à vide*) car tout le courant produit excite l'aimant. Lorsque le circuit utilisateur est fermé, seule une partie du courant traverse l'enroulement et U_{ind} diminue jusqu'à ce qu'une valeur maximum soit atteinte pour l'intensité du courant (la courbe présente un sommet d'axe horizontal).

La tension délivrée par le générateur dépend toujours de la charge mais elle peut être stabilisée à l'aide d'un rhéostat. Le fonctionnement est optimal lorsque la résistance de l'enroulement du rotor sont très petites par rapport à la résistance du circuit utilisateur.

Montage « compound ». Les montages série et parallèle y sont combinés. Il y a deux enroulements inducteurs superposés, l'un en série, l'autre en dérivation avec l'enroulement du rotor. **Courbe de charge :** elle résulte de la combinaison des deux courbes décrites précédemment. Le rhéostat du circuit parallèle permet d'obtenir une tension presque horizontale.

La tension délivrée par une machine « compound » est quasi indépendante de la charge.

Générateurs magnétohydrodynamiques (M.H.D.)

Ils fabriquent du courant électrique sans utiliser l'induction. Ils ne nécessitent donc pas de parties tournantes.

Un courant gazeux très chaud et ionisé circule à grande vitesse entre deux plaques planes parallèles où règne un champ magnétique. B est perpendiculaire à la vitesse des gaz et parallèle aux plaques. Subissant la force de Lorentz, les ions sont déviés vers l'une ou l'autre plaque selon leur signe. Les plaques deviennent les bornes positive et négative (ou électrodes) du générateur ainsi créé.

Tension à vide :

$$U_0 = vdB$$

avec

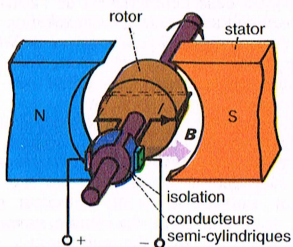
U_0 : tension électrique ; v : vitesse du gaz ; d : distance entre les plaques ; B : valeur de B .

Tension en fonctionnement :

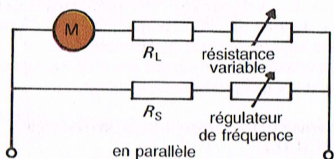
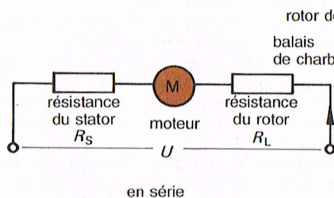
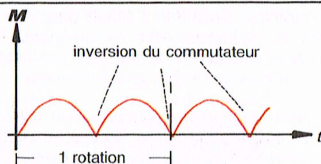
$$U \approx U_0 - dI(\gamma S)$$

avec

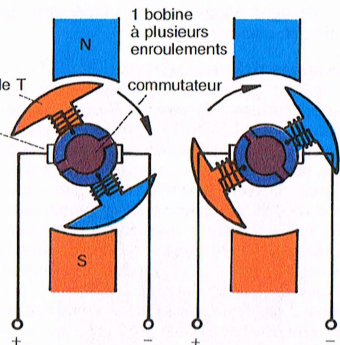
γ : conductivité électrique du gaz ; S : surface des électrodes.



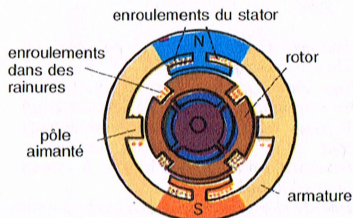
Principe du moteur électrique à courant continu



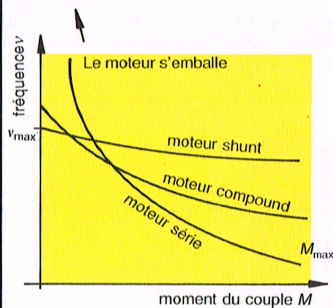
Montages d'un moteur à courant continu



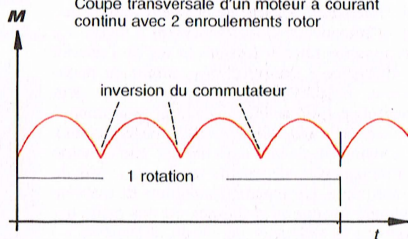
Permutation des pôles par le commutateur



Coupe transversale d'un moteur à courant continu avec 2 enroulements rotor



Courbes de fréquence



Les **moteurs électriques** fonctionnent selon un processus inverse de celui des générateurs électriques : en 1834, MORITZ VON JACOBI (1801-1874) construisit le premier moteur de ce type. De nos jours, certains de ces moteurs atteignent une puissance de 10^9 W.

Une spire conductrice en rotation dans un champ magnétique est soumise à des forces électromagnétiques perpendiculaires aux lignes de champ (voir p. 247) et dont l'ensemble équivaut à un couple. Le moment de ce couple pour un enroulement de plusieurs spires s'écrit :

$$M = NISB \sin \beta$$

avec

N : nombre de spires ; I : intensité du courant ; S : surface d'une spire ; B : valeur du champ magnétique ; β : angle formé par la normale à la surface et B .

Le flux magnétique à travers les spires s'écrit $\Phi = NSB$, il devient donc

$$M = \Phi I \sin \beta$$

Principaux éléments d'un moteur électrique :

– l'**induit** ou **rotor** : cylindre de fer rotatif, avec des enroulements emboîtés dans des rainures. Il fournit de l'énergie mécanique.

– l'**inducteur** ou **stator** : électroaimant entre les sabots duquel tourne le rotor. Il est dit *autoexcité* s'il est relié électriquement au rotor (comme dans la dynamo, voir p. 269). Il est dit d'*excitation indépendante* si les circuits du rotor et du stator sont isolés électriquement.

La qualité des aimants permanents réalisés aujourd'hui permet de remplacer l'inducteur par un aimant. Cette technique est très utilisée pour les petits moteurs.

– le **commutateur** : contacts de la spire (*balais*).

Dès que l'induit est alimenté, les conducteurs actifs de l'enroulement sont parcourus par une fraction du courant absorbé. Les forces électromagnétiques sur ces conducteurs ont tendance à faire tourner le rotor dans le sens qui crée une tension induite ou force contre-électromotrice (f.c.é.m.) s'opposant au passage du courant (loi de Lenz, voir p. 259). Lorsque l'angle β atteint 0, alors $S = 0$; si la rotation se poursuit, M croît de nouveau, mais en sens inverse. Grâce au commutateur, le sens du courant s'inverse de telle sorte que M croît de nouveau tout en gardant le même sens. La rotation obtenue est continue puisque les conducteurs toujours placés sous un même pôle (système collecteur-balais) sont en permanence parcourus par un courant de même sens.

Le rendement d'un moteur à courant continu s'écrit

$$\eta = \text{puissance mécanique/puissance électrique} = 1 - (RI/U_0)$$

avec R : résistance interne du moteur électrique ; U_0 : tension en circuit ouvert (*tension à vide*).

R étant très faible, il est nécessaire lors de la mise en marche d'utiliser un *rhéostat de démarrage* destiné à limiter le courant absorbé lorsque la f.c.é.m. du moteur est très petite. Une intensité trop élevée risquerait de détériorer les enroulements.

Les **courbes du moteur** décrivent la relation entre la fréquence de rotation v (nombre de tours par unité de temps) et le moment du couple M .

Courbe décroissante : v est stable lors de la charge.

Courbe croissante : v n'est pas stable lors de la charge.

Moteur série. Les enroulements du stator et du rotor sont montés en série. L'inducteur d'un tel moteur est parcouru par la quasi-totalité du courant induit. On a

$$M = LI^2/(\omega L_{SR} + R)^2$$

avec L : inductance du stator ; L_{SR} : coefficient d'induction mutuelle stator-rotor ; $\omega = 2\pi v$; v : fréquence de rotation.

La valeur maximale de M est

$$M = LI^2/R^2$$

En marche à vide, le couple résistant est très faible (frottements uniquement) et le moteur s'*emballe*.

Utilisation : là où le couple moteur doit être élevé pour une fréquence de rotation faible ; par ex. le tramway, le ventilateur, l'ascenseur.

Le moteur montage-série peut également être alimenté par une source de courant alternatif, pour des puissances allant jusqu'à 500 W (*moteur universel*).

Moteur « shunt » (montage parallèle). Le stator et le rotor sont montés en parallèle. On a

$$M = M_{\max}(1 - \omega L_{SR}/R_S)$$

où le moment maximum du couple est

$$M_{\max} = LI^2/(R_S R_R)$$

avec R_S , R_R : résistances du stator et du rotor.

La fréquence de rotation dépend du courant du stator ; sa valeur maximale est

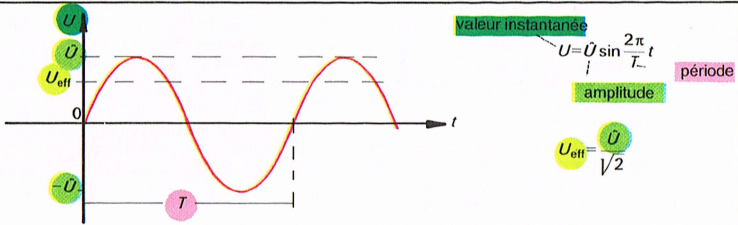
$$v_{\max} = R_S/(2\pi L_{SR})$$

$v_{\max}$ ne dépend que très peu de la charge, c.-à-d. du courant absorbé par l'induit. Le moteur shunt est donc autorégulateur de vitesse.

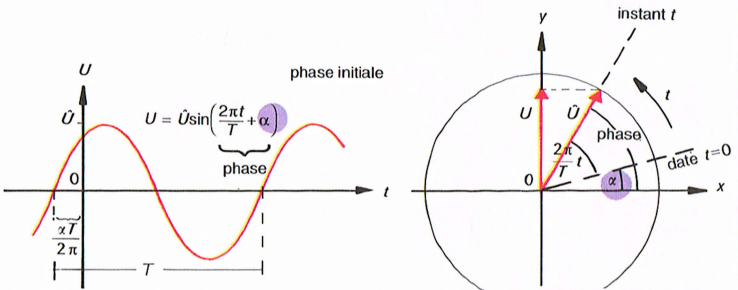
Utilisation : par ex. pour l'entraînement des machines-outils.

Moteur avec montage « compound ». Une partie de l'enroulement du stator est en série, l'autre partie montée en parallèle avec l'enroulement du rotor.

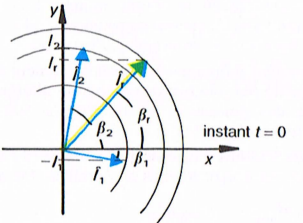
Utilisation : l'entraînement des volants.



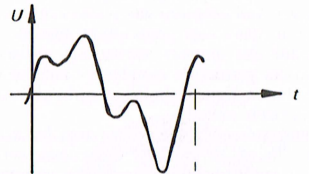
Tension alternative sinusoïdale



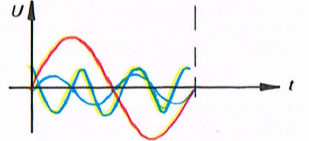
Tension alternative sinusoïdale à phase décalée



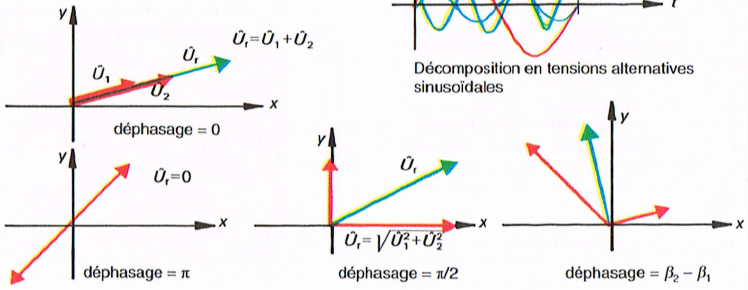
Addition de courants alternatifs déphasés



Tension alternative non sinusoïdale



Décomposition en tensions alternatives sinusoïdales



Addition de tensions sinusoïdales par diagramme vectoriel

Lorsque la tension électrique change périodiquement, en valeur et en signe, on dit qu'il s'agit d'une tension alternative. C'est en général une fonction sinusoïdale.

Rappelons que la méthode des *séries de Fourier* permet de décomposer toute fonction périodique en une somme de fonctions sinusoïdales (voir p. 81).

Une **tension alternative sinusoïdale** s'exprime par

$$U = U_m \sin \omega t$$

avec U : valeur instantanée de la tension, en volt ; U_m : valeur absolue maximale ou *amplitude* ; $\omega = 2\pi\nu$; ν : fréquence, en hertz ; $1/\nu = T$: période, en seconde ; t : temps.

On définit la **tension efficace** par

$$U_{\text{eff}} = U_m / \sqrt{2}$$

Cette valeur correspond à la tension du courant continu qui produirait le même effet Joule (effet calorifique).

Exemple : Pour le courant du réseau public, on a $U_{\text{eff}} = 220$ V, soit $U_m = 311$ V ; $\nu = 50$ Hz, soit $T = 20$ ms. La tension change donc de signe 50 fois par seconde.

Dans un circuit fermé ne comportant que des dipôles ohmiques de résistance R , une tension alternative sinusoïdale génère un **courant alternatif sinusoïdal**.

On a

$$I = I_m \sin \omega t$$

avec I : valeur instantanée ; I_m : valeur absolue maximale ou *amplitude*.

D'après la loi d'Ohm (voir p. 227), on a

$$I = U/R = (U_m/R) \sin \omega t$$

et

$$I_m = U_m/R$$

U et I sont en phase (voir ci-dessous), c.-à-d. qu'ils atteignent leurs valeurs maximales en même temps.

On définit également l'**intensité efficace** par

$$I_{\text{eff}} = I_m / \sqrt{2}$$

valeur de l'intensité du courant continu qui produirait le même effet Joule que le courant alternatif sinusoïdal.

Déphasages et phases initiales

Les valeurs instantanées de la tension et de l'intensité du courant s'écrivent de manière générale

$$U = U_m \sin(\omega t + \alpha)$$

et

$$I = I_m \sin(\omega t + \beta)$$

où α et β désignent les phases initiales de la tension et du courant, c.-à-d. expriment les

déphasages par rapport à l'origine choisie pour le temps t ; $(\omega t + \alpha)$ et $(\omega t + \beta)$ sont les phases des fonctions sinusoïdales.

Exemple : Si U est > 0 pour $t = 0$, alors

$U = 0$ pour $t = -\alpha/2\pi\nu$.

Si $\alpha = \beta$, on dit que U et I sont en phase (cas du circuit ne comportant que des dipôles ohmiques).

Addition de tensions et de courants alternatifs sinusoïdaux

Soit deux courants d'intensités I_1 et I_2 circulant dans un même conducteur,

$$I_1 = I_{m1} \sin(\omega t + \beta_1)$$

et

$$I_2 = I_{m2} \sin(\omega t + \beta_2),$$

le courant alternatif résultant s'écrit

$$I = I_m \sin(\omega t + \beta)$$

avec

$$I^2 = I_1^2 + I_2^2 + 2I_1 I_2 \cos(\beta_1 - \beta_2)$$

et

$$\tan \beta = (I_1 \sin \beta_1 + I_2 \sin \beta_2) / (I_1 \cos \beta_1 + I_2 \cos \beta_2)$$

Si I_1 et I_2 sont en phase, on a

$$I = (I_1 + I_2) \sin(\omega t + \alpha)$$

Diagramme vectoriel (construction de Fresnel)

Pour simplifier l'étude des circuits en courant alternatif, on remplace une fonction sinusoïdale par un vecteur avec des règles de correspondance précises. La somme de fonctions sinusoïdales de même fréquence, très complexe sur le plan calcul, est alors remplacée par une addition de vecteurs beaucoup plus simple. Dans un repère orthonormé (Ox , Oy), le vecteur d'origine O tourne à la vitesse ω dans le sens trigonométrique direct. Sa norme est égale à l'amplitude de la fonction, et l'angle formé par le vecteur et le demi-axe Ox est égal à la phase de la fonction. La projection sur l'axe Oy est égale à la valeur instantanée.

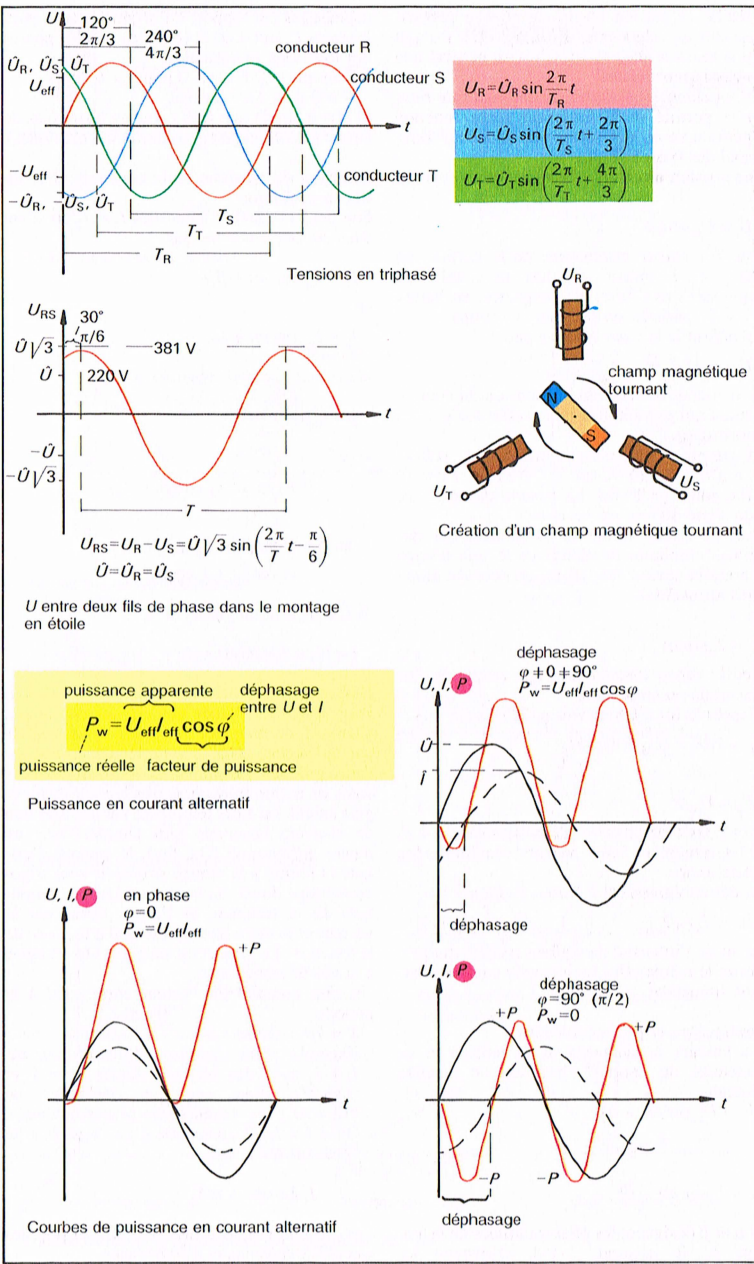
Un tour complet du vecteur correspond à la période

$$T = 1/\nu = 2\pi/\omega$$

Exemple : Soit l'addition de deux courants $I_1 = I_2$ avec des phases initiales $\alpha_1 = 0$ et $\alpha_2 = \pi/2$, donc avec un déphasage de $\pi/2 = 90^\circ$; les vecteurs sont perpendiculaires. On a $I = I_1 \sqrt{2}$ (diagonale d'un carré de côté I_1) et $\tan \alpha = 1$, soit

$$I = I_1 \sin(\omega t + \pi/4)$$

Les diagrammes vectoriels sont utilisés pour les calculs de tensions et d'impédance.



Le **courant** (ou **tension**) dit **triphase** résulte de trois tensions alternatives sinusoïdales de même fréquence et déphasées de 120° l'une par rapport à l'autre.

$$\begin{aligned}U_R &= U_{Rm} \sin \omega t \\U_S &= U_{Sm} \sin(\omega t + 2\pi/3) \\U_T &= U_{Tm} \sin(\omega t + 4\pi/3)\end{aligned}$$

Dans un circuit ne comportant que des dipôles ohmiques, les intensités sont en phase avec les tensions.

$$\begin{aligned}I_R &= I_{Rm} \sin \omega t \\I_S &= I_{Sm} \sin(\omega t + 2\pi/3) \\I_T &= I_{Tm} \sin(\omega t + 4\pi/3)\end{aligned}$$

avec

R, S, T : indices usuels pour différencier les tensions U ou courants I ; U_m , I_m : valeurs maximales; $\omega = 2\pi\nu$; ν : fréquence; t : temps. $2\pi/3$ est le déphasage entre U_R et U_S , $4\pi/3$ le déphasage entre U_R et U_T .

Si l'on dispose trois bobines identiques de telle manière que leurs axes forment entre eux des angles de 120° , et que ces trois enroulements soient respectivement alimentés par I_R , I_S et I_T , il se crée dans l'espace intérieur un *champ magnétique tournant*. Un aimant libre de pivoter, s'il est placé dans cet espace, se met en rotation avec la fréquence ν .

Les courants triphasés *simples* circulent dans 3x2 conducteurs isolés les uns des autres (3 lignes).

Les courants triphasés *composés* ont moins de conducteurs : 4 dans le *montage en étoile*, seulement 3 dans le *montage en triangle* (voir p. 276).

Dans le **montage en étoile**, on distingue les 3 fils de ligne appelés *fils de phase* R, S et T, ainsi que le *fil neutre*. On a

$$\begin{aligned}U_{RS} &= U_{Rm} \sin \omega t - U_{Sm} \sin(\omega t + 2\pi/3) \\&= U_{Rm} \sqrt{3} \sin(\omega t - \pi/6)\end{aligned}$$

avec

U_{RS} : tension entre les fils de phase R et S;
 U_R , U_S : tensions entre les fils R ou S et le fil neutre.

De même pour U_{ST} et U_{TR}

U_{RS} est déphasé de 30° ($\pi/6$) avec U_R et de 150° ($5\pi/6$) avec U_S .

La tension maximale entre deux fils de phase est donc $\sqrt{3}$ fois plus grande que la tension maximale entre un fil de phase et le fil neutre.

Exemple : En France, $(U_{eff})_R = 220$ V, donc $(U_{eff})_{RS} = 381$ V.

Si les résistances entre les fils de phase et le fil neutre sont égales, le fil neutre est parcouru par un courant nul car, les courants étant déphasés de 120° , leur somme est constamment nulle. Si les résistances sont différentes, la somme des intensités n'est plus nulle et un

Courant triphasé. Puissance électrique 275

courant circule dans le fil neutre qui ne doit donc pas être relié à la terre.

Dans le **montage en triangle**, on distingue les 3 conducteurs R, S et T. Pour une charge symétrique, le courant composé maximum est $\sqrt{3}$ fois plus élevé que le courant simple maximum. Il en est de même pour les tensions. Chaque fil de ligne transporte un courant qui se divise entre deux récepteurs.

Exemple : Si la tension simple vaut 127 V entre un fil de phase et le fil neutre, la tension composée vaut 220 V entre deux fils de phase.

Avantages du courant triphasé :

Les générateurs et les moteurs à courant triphasé sont simples et fiables.

Avec le montage en étoile, on dispose en même temps de deux tensions, par ex. 220 V et 381 V. La distribution d'une même puissance électrique peut se faire avec 3 ou 4 conducteurs au lieu de 6.

On peut facilement multiplier la puissance par trois : la tension et le courant sont tous deux multipliés par $\sqrt{3}$; la puissance étant proportionnelle au produit de ces deux grandeurs (voir ci-dessous) est multipliée par 3.

Puissance en courant alternatif

La puissance électrique échangée par tout dipôle électrique est donnée, en valeurs instantanées, par

$$p = U \cdot I$$

P en watt (W), U en volt (V) et I en ampère (A).
En courant alternatif sinusoïdal, on obtient pour la **puissance moyenne échangée** (bilan de la puissance reçue et de la puissance cédée)

$$P = U_{eff} I_{eff} \cos \varphi$$

avec

U_{eff} , I_{eff} : valeurs efficaces de la tension et de l'intensité; φ : déphasage entre U et I .

Si $\varphi = 0$, U et I sont en phase et on a

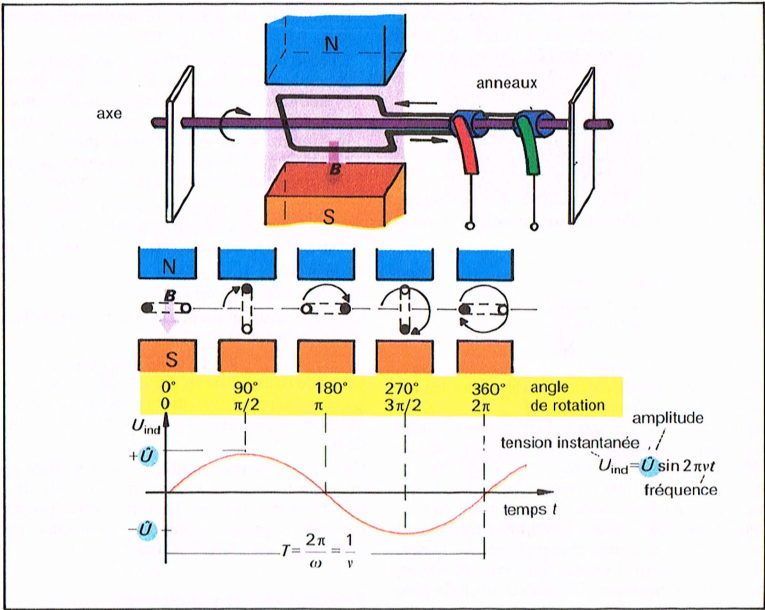
$$P = U_{eff} I_{eff}$$

Si $\varphi = \pi/2 = 90^\circ$, on a

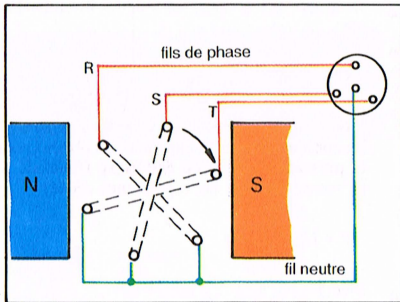
$$P = 0$$

Si $\varphi \neq 0$ et $\neq 90^\circ$, on a

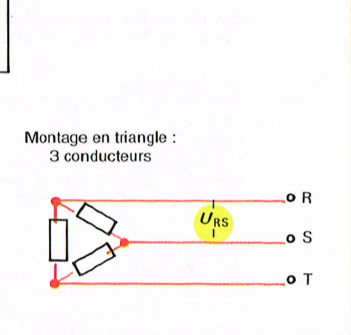
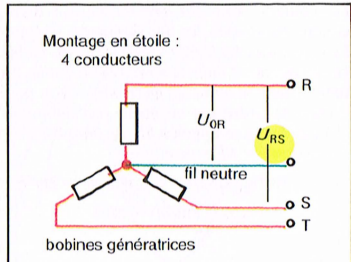
$$P < U_{eff} I_{eff}$$



Générateur simple de courant alternatif



Générateur de courant triphasé avec montage en étoile



Montages en courant triphasé

Si on fait tourner une spire conductrice dans un champ magnétique, la variation du flux génère une tension induite U_{ind} (voir p. 267). Pour un enroulement formé de plusieurs spires, on a

$$U_{\text{ind}} = \omega NSB \sin \omega t$$

avec

$\omega = 2\pi\nu$; ν : fréquence de rotation de la boucle, en hertz ; S : surface d'une spire ; N : nombre de spires ; B : valeur du champ magnétique ; t : temps.

U_{ind} atteint son amplitude (valeur maximale absolue) deux fois par rotation, soit U_m et $-U_m$, avec $U_m = \omega NSB$.

La fréquence ν du réseau est de 50 Hz en Europe, 60 Hz aux États-Unis.

Principaux éléments d'un générateur de courant alternatif :

– le **rotor** ou **roue polaire** : en général porteur de pôles magnétiques, car la création d'une tension induite dépend du mouvement relatif de l'enroulement conducteur et du champ magnétique. Une telle machine à pôles internes est alimentée par un courant continu. Le générateur est monté sur le même arbre.

– le **stator** possède des encoches qui contiennent les conducteurs d'induit. Les commutateurs sont supprimés. On obtient ainsi des générateurs de très bon rendement, avec des tensions de 20 kV et des courants de 1 000 A.

Une *tension alternative monophasée* est créée par la rotation uniforme d'un enroulement. Si plusieurs enroulements sont décalés d'une fraction de tour les uns par rapport aux autres, alors apparaissent des tensions alternatives sinusoïdales déphasées, c.-à-d. une *tension alternative à plusieurs phases*. La tension à trois phases est particulièrement utilisée (voir **courant triphasé**, page précédente).

Types de générateurs

Les *petits générateurs* sont des machines à pôles externes ou internes; le champ magnétique est souvent créé par des aimants permanents.

Exemple : dynamo de bicyclette.

Les *générateurs turbo* sont des machines à pôles internes, possédant jusqu'à 10 paires d'électroaimants sur le rotor ; ils sont entraînés par des turbines à vapeur ou à eau, à rotation rapide. La fréquence de la tension alternative est donnée par : ν = nombre de paires de pôles + fréquence de la roue polaire.

Exemple : Générateur turbo avec deux électroaimants sur le rotor. À l'intérieur du stator se trouvent quatre conducteurs d'induit décalés de 90° ($= \pi/2$) qui, alimentés en série, engendrent deux périodes de courant alternatif pour un tour de la roue polaire. Une rotation de 1 500 tours/min crée une tension alternative de 50 Hz.

Les *générateurs à piston* sont entraînés par des machines à rotation lente. Pour atteindre les 50 Hz le plus souvent nécessaires, le nombre de conducteurs d'induit est relativement grand.

Les G.H.F. (*générateurs de haute fréquence*) sont des machines à pôles internes avec une roue dentée comme induit. L'induction est créée par le champ magnétique B régnant dans l'espace stator-dent. Ces générateurs peuvent fournir des fréquences atteignant 30 kHz, cependant le rendement est faible.

Générateur de courant triphasé

Si n enroulements conducteurs décalés sont en rotation dans un champ magnétique, alors apparaît une tension alternative à n phases, constituée de n tensions alternatives déphasées $U_1, U_2, \dots, U_n$. Le générateur le plus utilisé est le **générateur de courant triphasé**.

Une tension triphasée ou un courant triphasé se trouve créé avec trois bobinages décalés de 120° les uns par rapport aux autres. Les U_{ind} sont déphasés d'un tiers de période.

Un courant triphasé simple nécessite trois paires de conducteurs isolés ; cependant, on obtient des courants triphasés *composés* avec des montages nécessitant moins de conducteurs :

Montage en étoile. On relie une extrémité de chaque bobine avec le *neutre* ou *point milieu*. Les autres extrémités sont reliées aux *fils de phase* R, S et T. Si les résistances de l'utilisateur entre le neutre et chaque fil de phase sont égales, aucun courant ne circule dans le neutre. Le diagramme vectoriel donne pour les tensions entre le fil neutre et les fils de phase :

$$U_{\text{OR}} = U_{\text{OS}} = U_{\text{OT}} = U$$

entre deux fils de phase :

$$U_{\text{RS}} = U_{\text{RT}} = U_{\text{ST}} = \sqrt{3} U$$

avec

U : tension induite instantanée dans une bobine.

L'utilisateur dispose donc de deux tensions : 220 V (courant monophasé) et 381 V (courant triphasé).

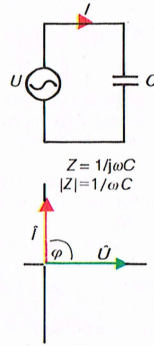
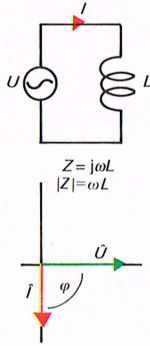
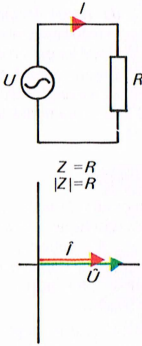
Montage en triangle. Les bobines sont en série. Les conducteurs R, S et T partent des trois points de connexion communs à deux bobines. Le diagramme vectoriel donne :

$$U_{\text{RS}} = U_{\text{RT}} = U_{\text{ST}} = U$$

Aujourd'hui la quasi-totalité de l'énergie électrique est produite par des générateurs à montage en étoile.

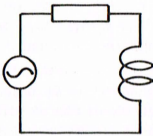
$$U = \hat{U} \sin \omega t$$

$$I = \hat{I} \sin (\omega t + \varphi)$$



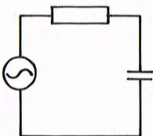
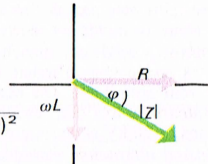
Impédances de circuits simples

montage en série : $Z = \sum_n R_n + \sum_m jX_m$ $|Z| = \sqrt{\sum_n R_n^2 + \sum_m X_m^2}$

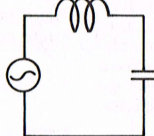


impédance (notation complexe)
 $Z = R + j\omega L$
réactance
résistance

$$|Z| = \sqrt{R^2 + (\omega L)^2}$$

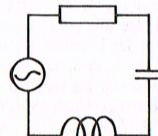


$$Z = R + 1/j\omega C$$



$$Z = j\omega L + 1/j\omega C$$

$$= j(\omega L - 1/\omega C)$$



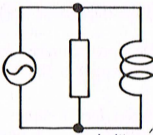
$$Z = R + j\omega L + 1/j\omega C$$

$$= R + j(\omega L - 1/\omega C)$$

montage en parallèle
(voir p. 283)

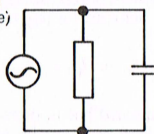
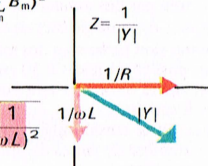
$$Y = \sum_n G_n + \sum_m jB_m$$

$$|Y| = \sqrt{(\sum_n G_n)^2 + (\sum_m B_m)^2}$$

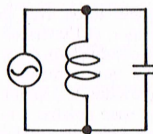


conductance
 $Y = \frac{1}{R} + \frac{1}{j\omega L}$
admittance (notation complexe)

$$|Y| = \sqrt{\frac{1}{R^2} + \frac{1}{(\omega L)^2}}$$



$$Y = 1/R + j\omega C$$



$$Y = j\omega C + 1/j\omega L$$

Le comportement d'un circuit comportant, outre des résistances (dipôles ohmiques), des bobines (inductances) et des condensateurs (capacités) est évidemment différent selon qu'il est soumis à une tension alternative ou à une tension continue. En courant alternatif, les phénomènes d'induction interviennent. Les lois d'Ohm (voir p. 227) et de Kirchhoff (voir p. 229) demeurent cependant valables en valeurs instantanées. Les calculs peuvent être simplifiés par l'utilisation de la représentation vectorielle (voir p. 273).

Nomenclature

Dans un circuit en courant alternatif, on introduit la notion d'**impédance** (symbole Z), exprimée en ohm, en remplacement de la résistance. En notation **complexe**, on a

$$Z = R + jX$$

avec

R : **résistance ohmique** du dipôle, toujours positive (partie réelle) ; X : **réactance** du dipôle, positive ou négative (partie imaginaire) ; $j = \sqrt{-1}$, notée i en mathématiques mais j en physique pour éviter les confusions avec l'intensité.

R est la partie de U/I qui correspond à U et I en phase.

L'impédance complexe permet un calcul simplifié, j n'ayant aucune signification physique. Par ex., une rotation de 180° d'un vecteur R dans le diagramme vectoriel correspond à une multiplication par $-1 = \sqrt{-1} \cdot \sqrt{-1}$. Une rotation de 90° dans le sens contraire des aiguilles d'une montre (sens trigonométrique direct) correspond à une multiplication par $j = \sqrt{-1}$, le vecteur obtenu s'écrit jR . Le facteur $\pm j$ indique donc une rotation de $\pm 90^\circ$.

La valeur $|Z|$ de Z est l'**impédance** en notation **réelle**. On utilise d'autres notations, comme par ex. Z et Z pour, respectivement, les notations complexe et réelle.

La conductance définie en courant continu est remplacée par l'**admittance** (symbole Y), exprimée en siemens, en courant alternatif. En notation **complexe**, on a

$$Y = 1/Z = G + jB$$

avec

G : conductance électrique (partie réelle, voir p. 225) ; B : conductance (partie imaginaire), exprimée en siemens.

La valeur $|Y|$ de Y est l'**admittance** en notation **réelle**.

Pour les différentes grandeurs rencontrées en courant alternatif, on distingue de manière analogue la valeur en notation réelle ou valeur apparente, les parties réelle et imaginaire en notation complexe. On peut utiliser les initiales a , r et i en indice.

Exemple :

$$\text{intensité } I_a = I_r + jI_i$$

intensité apparente $|I_a| = \sqrt{I_r^2 + I_i^2}$
et
puissance apparente $|P_a| = \sqrt{P_r^2 + P_i^2}$
avec

$P_r = U_{\text{eff}} I_{\text{eff}} \cos \varphi$ $P_i = U_{\text{eff}} I_{\text{eff}} \sin \varphi$
 P_r , *puissance moyenne* (souvent notée P_m), quelquefois appelée *puissance active* ; P_i porte le nom de *puissance réactive* ; $\cos \varphi$ est le *facteur de puissance*.

Dans le cas d'un courant alternatif sinusoïdal dont la tension s'écrit $U = U_{\text{max}} \sin \omega t$, l'intensité s'écrit

$$|I_a| = (U_{\text{max}}/|Z|) \sin(\omega t + \varphi)$$

avec

$\tan \varphi = -X/R$; φ : déphasage entre le courant et la tension (avance du courant sur la tension, avec le signe + devant φ).

Montages en série

Circuits (R , L) : Un dipôle ohmique et une bobine en série sont soumis à une tension sinusoïdale U .

Soit $U = U_{\text{max}} \sin \omega t$, on a alors un courant déphasé d'intensité I

$$I = I_{\text{max}} \sin(\omega t + \varphi)$$

avec

I_{max} : amplitude de I (valeur absolue maximale) ; φ : déphasage.

Une tension induite est créée aux bornes de la bobine (voir p. 257)

$$U_{\text{ind}} = -L dI/dt = -\omega L I_{\text{max}} \cos(\omega t + \varphi)$$

avec

L : inductance de la bobine.

et

$$I_{\text{max}} = U_{\text{max}} / \sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}$$

$$\tan \varphi = -\omega L/R$$

Le courant est en retard sur la tension.

Par analogie avec la loi d'Ohm du conducteur ohmique, on définit le rapport $U_{\text{max}}/I_{\text{max}}$, impédance en notation réelle :

$$|Z| = \sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}$$

avec

R : résistance du circuit ; $L\omega$: *réactance* (ou *impédance*) de la bobine.

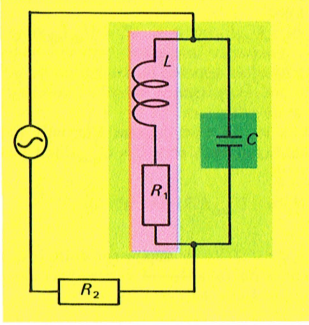
$$\text{On a donc } I_{\text{max}} = U_{\text{max}}/|Z|$$

L'impédance en notation complexe s'écrit :

$$Z = R + j\omega L$$

Diagramme vectoriel : La partie réelle R et la partie imaginaire ωL forment un angle droit. $|Z|$ correspond à la diagonale. Le déphasage φ entre U et I est l'angle entre R et $|Z|$ (φ est négatif, c.-à-d. que I est en retard sur U).

Impédance :



1., 2. et 3.

$$Z_1 = R_1 + j\omega L$$

$$Z_2 = \frac{1}{j\omega C}$$

$$\frac{1}{Z_3} = \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2}; Z_3 = \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2}$$

4.

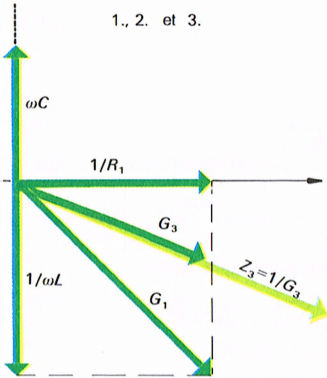
$$Z = R_2 + Z_3$$

$$|Z| = \sqrt{\frac{(R_2 \gamma + R_1 / \omega^2 C^2)^2 + 1/\omega^2 C^2 (\omega L \alpha + R_1^2)^2}{\gamma^2}}$$

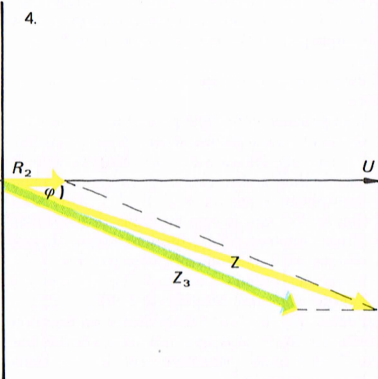
$$\text{avec } \alpha = \omega L \cdot 1 / \omega C, \gamma = R_1^2 + \alpha^2$$

Déphasage :

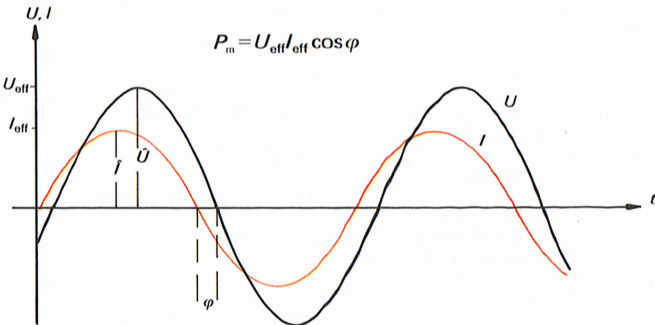
1., 2. et 3.



4.



Courant et tension :



Cas particuliers :

• $R \ll \omega L$

Par ex. avec un courant haute fréquence ou un circuit à résistance faible, on a alors

$$\varphi = \pi/2$$

c.-à-d. que I et U ont des vecteurs représentatifs perpendiculaires.

$$I = \frac{U_{\max}}{\omega L} \sin(\omega t - \pi/2)$$

La puissance moyenne (ou active) est nulle. L'énergie empruntée à la source pour créer le champ magnétique à l'intérieur de la bobine électrique durant l'intervalle de phase de $\pi/4$ est restituée au circuit dans l'intervalle de phase $\pi/4$ suivant.

• $R \gg \omega L$

On a alors

$$\varphi = 0$$

c.-à-d. que I et U sont en phase et on retrouve la loi d'Ohm aux bornes d'un conducteur ohmique

$$I = U/R$$

La puissance moyenne s'écrit $P_m = U_{\text{eff}} I_{\text{eff}}$

Utilisation : Une bobine à forte réactance a une inductance élevée. Elle intervient sensiblement dans un circuit en courant alternatif, alors qu'en courant continu la réactance ne joue aucun rôle. Avec une telle bobine utilisée dans un filtre en courant sinusoïdal, les basses fréquences passeront plus facilement puisque la réactance est proportionnelle à la fréquence $\nu (= \omega/2\pi)$.

Circuits (R,C) : Un dipôle ohmique et un condensateur en série sont soumis à une tension sinusoïdale.

Si la tension s'écrit $U = U_{\max} \sin \omega t$, l'intensité I du courant déphasé s'écrit

$$I = I_{\max} \sin(\omega t + \varphi)$$

φ désigne l'avance de I sur U .

L'intensité I du courant s'exprime en fonction de la charge Q du condensateur :

$$I = -dQ/dt$$

La tension instantanée aux bornes du condensateur s'écrit

$$U_c = Q/C$$

avec C : capacité du condensateur.

On a

$$I_{\max} = U_{\max} / \sqrt{R^2 + (1/\omega^2 C^2)}$$

et

$$\tan \varphi = 1/(\omega CR)$$

φ est positif, c.-à-d. que I est en avance sur U . Par analogie avec la loi d'Ohm pour un dipôle ohmique, on introduit encore le rapport $U_{\max}/I_{\max}$, impédance :

$$|Z| = \sqrt{R^2 + (1/\omega^2 C^2)}$$

avec

R : résistance du circuit ; $1/\omega C$: réactance (ou impédance) du condensateur.

On a donc

$$I_{\max} = U_{\max} / |Z|$$

L'impédance du circuit en notation complexe s'écrit :

$$Z = R - j/C\omega$$

Diagramme vectoriel : La partie réelle R et la partie imaginaire $1/C\omega$ forment un angle droit. $|Z|$ correspond à la diagonale. Le déphasage φ entre U et I est l'angle entre R et $|Z|$ (φ est positif, c.-à-d. que I est en avance sur U).

Cas particuliers :

• $R = 0$

Le déphasage est

$$\varphi = + \pi/2$$

c.-à-d. que I est en quadrature avance sur U et on a

$$I_{\max} = U_{\max} \omega C$$

La puissance moyenne est nulle, l'énergie empruntée à la source pour créer le champ électrique dans le condensateur durant l'intervalle de phase de $\pi/4$ est restituée au circuit dans l'intervalle de phase $\pi/4$ suivant.

• $C = 0$

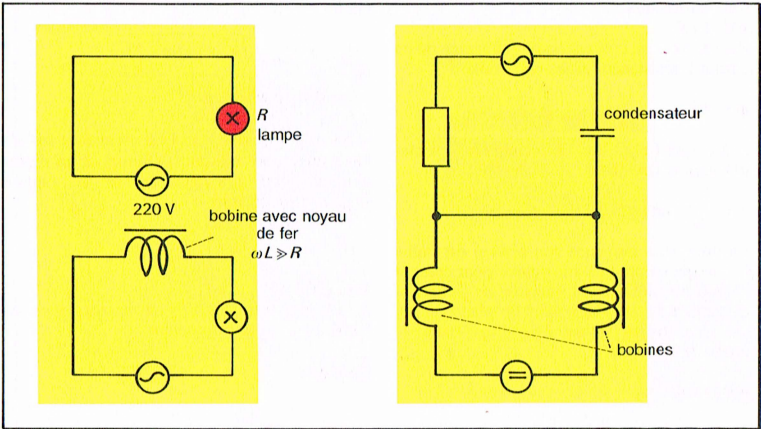
Le circuit est ouvert, $I = 0$

• $C = \infty$

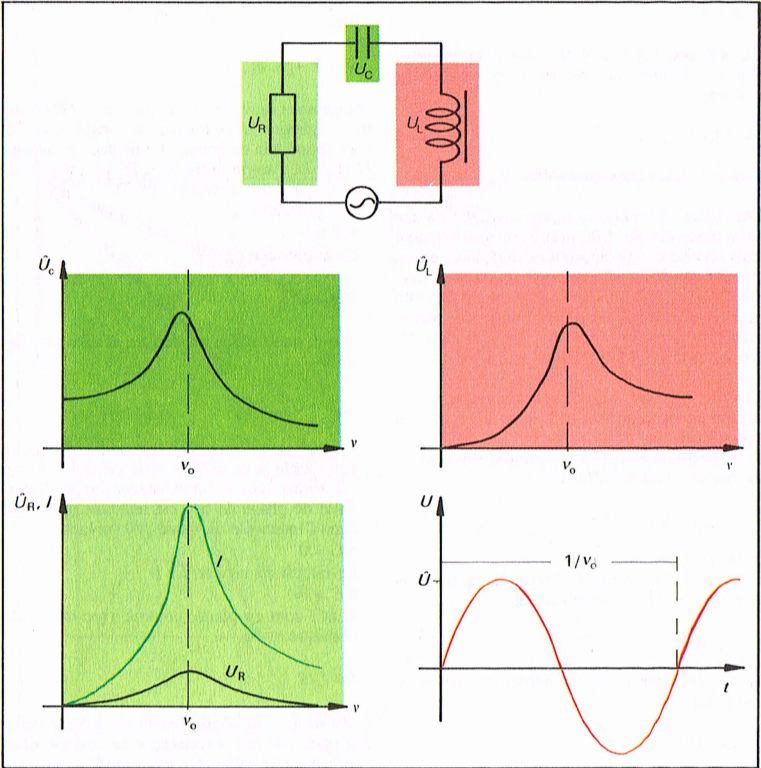
U et I sont en phase, comme avec un dipôle ohmique, avec

$$I = U/R$$

Utilisation : Un condensateur de grande capacité offre une faible résistance au courant alternatif mais une résistance très grande au courant continu.



Bobines



Résonance en courant alternatif (voir p. 293)

Circuits (R,L,C) : Un dipôle ohmique, une bobine et un condensateur en série sont soumis à une tension sinusoïdale. En procédant comme ci-dessus, on obtient

$$I_{\max} = U_{\max} / \sqrt{R^2 + (\omega L - 1/(\omega C))^2}$$

et pour le déphasage

$$\tan \varphi = (\omega L - 1/(\omega C)) / R$$

Selon les valeurs de L et C , le courant est soit en avance soit en retard sur la tension, ou en phase (cas particulier étudié ci-dessous). L'impédance du circuit s'écrit

$$|Z| = \sqrt{R^2 + (\omega L - 1/(\omega C))^2}$$

avec

$\omega L - 1/(\omega C) = X$: réactance du circuit.
Nous avons donc

$$I_{\max} = U_{\max} / |Z|$$

et, en notation complexe

$$Z = R + j(\omega L - 1/(\omega C))$$

Récapitulatif

Les impédances des différents dipôles dans un circuit à courant alternatif s'écrivent :

dipôle ohmique	R
bobine	ωL
condensateur	$-1/\omega C$

La réactance totale X est la somme des réactances des bobines et des condensateurs.

L'impédance d'un circuit ou d'une portion de circuit, pour un montage en série, s'écrit

- en notation complexe

$$Z = \sum R_n + j \sum X_m$$

- en notation réelle

$$|Z| = \sqrt{(\sum R_n)^2 + (\sum X_m)^2}$$

Le déphasage se calcule avec

$$\tan \varphi = \sum X_m / \sum R_n$$

Montage en parallèle (voir p. 278)

Dans un circuit à courant continu, on écrit que la conductance totale G est égale à la somme des conductances. On en déduit la résistance équivalente $R = 1/G$. En courant alternatif, on procède de façon similaire avec les admittances Y . On en déduit l'impédance $Z = 1/Y$.

Les admittances des différents dipôles en courant alternatif s'écrivent :

dipôle ohmique	$1/R$
bobine	$1/\omega L$
condensateur	ωC

On note B la somme des admittances des bobines et des condensateurs (voir p.279)

L'admittance d'un circuit ou d'une portion de circuit s'écrit :

- en notation complexe

$$Y = \sum G_n + j \sum B_n$$

- en notation réelle

$$|Y| = \sqrt{(\sum G_n)^2 + (\sum B_m)^2}$$

Le déphasage se calcule avec

$$\tan \varphi = \sum B_m / \sum R_n$$

Circuit (R,L) :

$$Y = 1/R - j/(\omega L)$$

$$|Y| = \sqrt{1/R^2 + 1/(\omega^2 L^2)}$$

On a, après inversion,

$$|Z| = \frac{R}{\sqrt{1 + R^2/(\omega^2 L^2)}}$$

et

$$\tan \varphi = -R/(\omega L)$$

Circuit (R,C) :

$$Y = 1/R + j\omega C$$

$$|Y| = \sqrt{1/R^2 + 1/\omega^2 C^2}$$

On a, après inversion,

$$|Z| = \frac{R}{\sqrt{1 + R^2 \omega^2 C^2}}$$

et

$$\tan \varphi = R/\omega C$$

Circuit (R,L,C) :

$$Y = 1/R + j(\omega C - 1/(\omega L))$$

$$|Y| = \sqrt{1/R^2 + (\omega C - 1/(\omega L))^2}$$

$$|Z| = 1/|Y|$$

$$\tan \varphi = R(\omega C - 1/(\omega L))$$

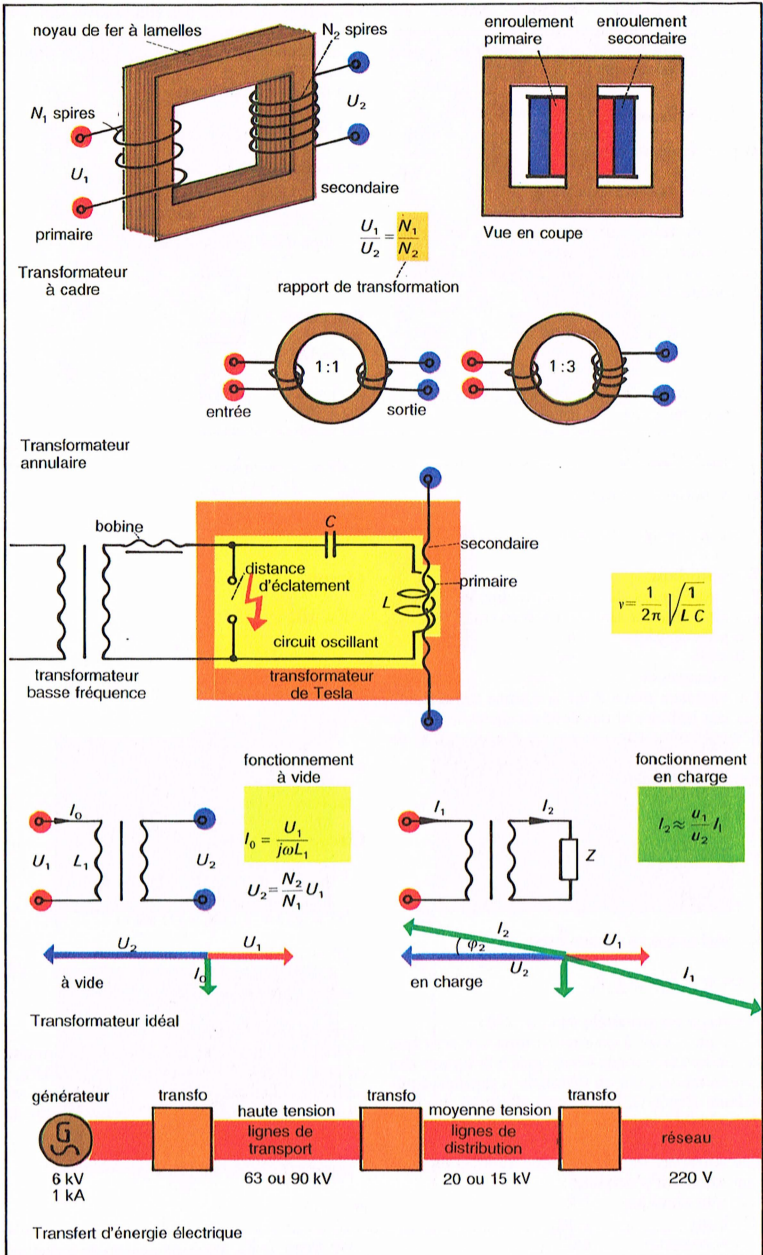
Circuits complexes

Pour des circuits comportant des dipôles montés en série et des dipôles montés en parallèle, il suffit d'étudier par portion de circuit. Le courant du circuit principal s'obtient par addition des courants dérivés (voir p. 229). On a

$$|I_a| = (U_{\max} / |Z|) \sin(\omega t + \varphi)$$

et

$$\tan \varphi = -X/R$$



Les transformateurs modifient les valeurs efficaces des tensions alternatives sans en modifier la fréquence. Il en existe des modèles très divers, de tailles très différentes. C'est le « **transfo** » qui permet d'utiliser l'électricité d'autant de manières.

Le principe de l'appareil repose sur le phénomène de l'induction (voir p. 257). Le transformateur comporte un *enroulement primaire* et un *enroulement secondaire* bobinés sur un noyau de fer qui constitue un circuit magnétique fermé. La tension à transformer est appliquée au primaire, qui induit une autre tension au secondaire. Pour éviter des pertes par courants parasites (courants de Foucault), le noyau est formé de tôles minces (lamelles de 0,35 mm d'épaisseur), isolées les unes des autres.

Les bobines (enroulements) du **transformateur idéal** ont une résistance négligeable ; toutes les lignes de champ passent dans le noyau, il n'y a pas de perte.

Le rapport des tensions efficaces aux bornes du primaire et du secondaire est égal au rapport des nombres de spires des enroulements.

On a :

$$U_2/U_1 = N_2/N_1$$

avec

U_1 : tension efficace à l'entrée ; U_2 : tension efficace à la sortie ; $N_2/N_1 = m$: rapport de transformation ($m > 1$ pour un *élévateur de tension* ou *survolteur*, $m < 1$ pour un *abaisseur de tension* ou *sous-volteur*) ; N_1, N_2 : nombres de spires des bobines primaire et secondaire.

Les tensions U_1 et U_2 sont déphasées de π . Il en est de même pour les intensités I_1 et I_2 . Si la tension à l'entrée s'écrit

$$U_1 = U_{1\max} \sin \omega t$$

la tension à la sortie s'écrit

$$U_2 = U_{2\max} \sin (\omega t + \pi) = - U_{2\max} \sin \omega t$$

$$= - U_{1\max} (N_2/N_1) \sin \omega t$$

Puisque l'on considère les pertes comme étant négligeables, la puissance produite par le primaire est égale à la puissance absorbée par le secondaire.

$$U_{1\text{eff}} I_{1\text{eff}} \cos \varphi_1 = U_{2\text{eff}} I_{2\text{eff}} \cos \varphi_2$$

avec

$U_{1\text{eff}}, U_{2\text{eff}}, I_{1\text{eff}}, I_{2\text{eff}}$: valeurs efficaces de U et I ; φ_1, φ_2 : déphasages respectifs entre U_1 et I_1 , U_2 et I_2 .

Lorsque les déphasages sont très proches, on a

$$I_1/I_2 = N_1/N_2$$

L'intensité est abaissée dans le rapport où est élevée la tension et vice versa.

En fonctionnement à vide, c.-à-d. sans utilisateur branché au secondaire, on a $I_2 = 0$, mais dans le primaire circule un courant

$$I_0 = U_1/Z_1 = U_1/(j\omega L_1)$$

avec

Z_1 : impédance du primaire ; $\omega = 2\pi\nu$; ν : fréquence du courant alternatif ; L_1 : inductance du primaire. On a $R_1 \ll \omega L_1$.

Le déphasage entre U_1 et I_0 est de $\pi/2$.

Le **transformateur réel** consomme de l'énergie. Il y a deux causes d'imperfections.

Tout d'abord les pertes dues aux résistances des fils d'amenée et des enroulements (*pertes « cuivre »*). De plus, des « fuites magnétiques » dues au fait que les lignes de champ ne traversent pas intégralement les spires du secondaire (*pertes « fer »*).

Le rapport de la puissance fournie par le secondaire à la puissance consommée au primaire est le rendement du transformateur. Il est très bon, puisque de 0,95 pour les petits appareils à 0,99 pour les grosses unités.

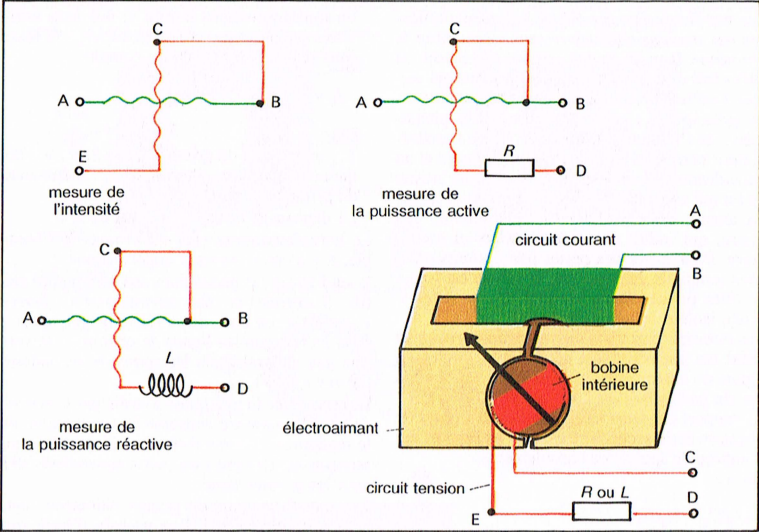
Les transformateurs de grande puissance sont, en général, immergés dans un bain d'huile qui absorbe la chaleur due à l'effet Joule.

Transformateur de Tesla, imaginé par NIKOLA TESLA (1856-1943) en 1892 : l'enroulement primaire fait partie d'un circuit électrique oscillant de haute fréquence avec condensateur et distance d'éclatement (voir p. 293). L'enroulement secondaire possède un nombre de spires très grand en regard du nombre de spires du primaire. Sa fréquence propre correspond à celle du circuit d'accord. Le secondaire crée dans son environnement un champ électrique de haute fréquence. Preuve en est l'éclatement de tubes de néon sans amenée, situés dans son voisinage.

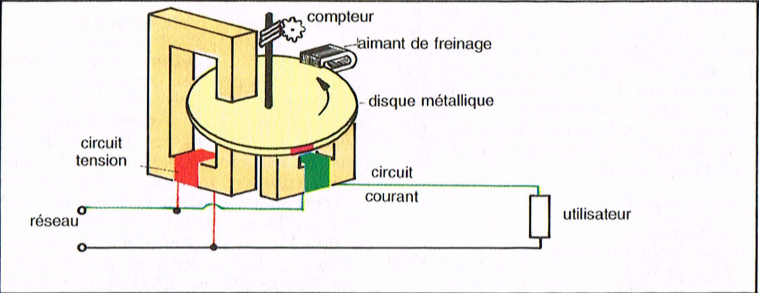
Si le secondaire ne comporte que peu de spires, des courants haute fréquence apparaissent à proximité ($\nu > 10^5$ Hz, $I > 10$ A). Ces courants ne sont pas dangereux pour le corps humain mais dégagent une chaleur (effet Joule) à l'intérieur du corps.

Transport de l'énergie électrique

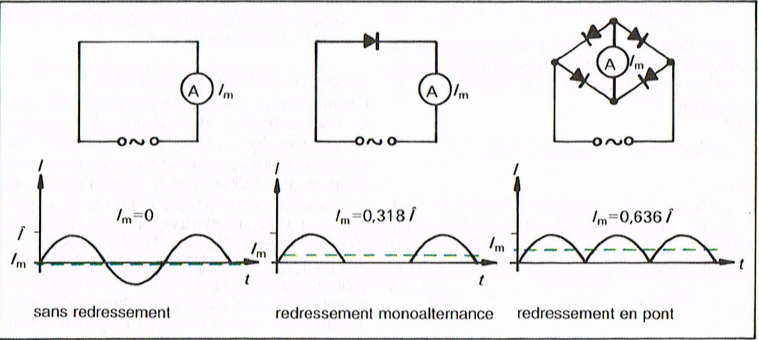
Ce transport ne peut s'effectuer sans pertes dues à l'échauffement des lignes de transport (« *pertes en ligne* » dues à l'effet Joule). Pour une ligne donnée, on montre que les pertes sont d'autant plus faibles que la tension est élevée. Le transformateur permet d'élever la tension fournie par les alternateurs afin de réaliser un transport à haute tension (HT : 63 ou 90 kV) ou très haute tension (THT : 150, 225 ou 400 kV). Il permet ensuite de ramener cette tension à une valeur plus faible, facile à distribuer sur les lieux d'utilisation : tout d'abord en moyenne tension de 20 ou 15 kV pour minimiser les pertes puis en basse tension de 220 V pour les usagers.



Instruments de mesure électrodynamiques



Instrument à induction



Mesure du courant alternatif après redressement

Mesures de la tension et de l'intensité

La mesure de la tension est souvent liée à la mesure de l'intensité, par application de la loi d'Ohm. Les instruments à aiguille indiquent la valeur de manière *analogique* sur une échelle étalonnée. Un résultat *digital* se présente sous forme de nombre décimal.

Un résultat analogique peut être électronique-ment transformé en résultat digital.

L'instrument de mesure en courant alternatif doit être indépendant du sens du courant, sinon l'aiguille oscille autour du zéro.

Les **instruments à bobine rotative** (voir p. 265) ont les qualités nécessaires lorsque la tension alternative est préalablement redressée (voir p. 291).

En redressement monoalternance, on a
val. moy. = $(1/p) \times \text{val. max.} = 0,318 \times \text{val. max.}$

En redressement sur deux alternances, on a
val. moy. = $(2/p) \times \text{val. max.} = 0,636 \times \text{val. max.}$

Les instruments modernes indiquent automatiquement la valeur moyenne.

La **sensibilité** de l'instrument de mesure est égale à la déviation de l'aiguille divisée par la valeur correspondante de la mesure, exprimée en mm/A et en mm/V. Le mouvement brownien limite cette sensibilité (voir p. 113).

La **précision** de la mesure est le rapport de l'écart absolu entre la valeur réelle et la valeur mesurée à la valeur réelle.

Les **instruments de mesure électrodynamiques**, conçus en 1846 par WILHELM WEBER (1804-1891) sont constitués d'une bobine extérieure fixe à l'intérieur de laquelle tourne une bobine munie d'une aiguille. La bobine extérieure est souvent remplacée par un électroaimant. Chaque bobine étant parcourue par un courant, un champ magnétique se crée à l'intérieur de la première bobine et la seconde bobine, mobile autour d'un axe, tourne sous l'action des forces électromagnétiques. Un système de ressorts s'oppose à cette rotation et un équilibre s'instaure lorsque les moments des forces électromagnétiques et des forces exercées par les ressorts se compensent. L'aiguille indique alors la valeur de l'intensité sur un cadran étalonné.

Pour un courant alternatif sinusoïdal, l'effet mesuré étant proportionnel à I_{eff}^2 , les espaces entre les graduations ne sont pas égaux.

Les **galvanomètres en courant alternatif** sont des électrodynamomètres particulièrement sensibles. Le résultat est souvent donné par l'indication, sur une règle graduée transparente, d'un rayon lumineux réfléchi par un petit miroir solidaire de l'axe de rotation.

Les **instruments de mesure à fer doux** (voir p. 265) sont indépendants du sens du courant et sont utilisés pour la mesure du courant alternatif.

L'effet mesuré pour un courant sinusoïdal étant proportionnel à I_{eff}^2 , les espaces entre les graduations ne sont pas égaux.

Les **instruments de mesure à fil chauffant** reposent sur la dilatation thermique consécutive à la chaleur dégagée par effet Joule dans tout conducteur. Ils sont démodés mais toutefois encore utilisés associés à un thermoélément. La température du conducteur traversé par un courant alternatif sinusoïdal est proportionnelle à I_{eff}^2 . Le courant fabriqué par le thermoélément est mesuré par un galvanomètre à courant continu. C'est une bonne méthode pour les courants alternatifs de haute fréquence.

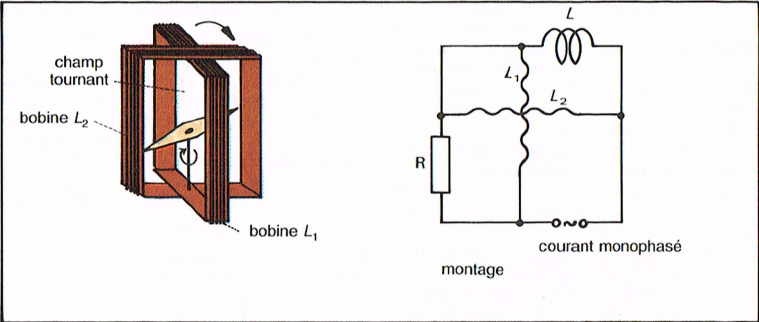
Mesure de la puissance en courant alternatif

Le **wattmètre** est un appareil électrodynamique. L'une des bobines (gros fil) est en série avec le récepteur (*bobine d'intensité*). L'autre bobine (fil fin) est en parallèle, en série avec grande résistance (*bobine de tension*). La déviation est alors proportionnelle à la puissance dissipée dans le récepteur (puissance active).

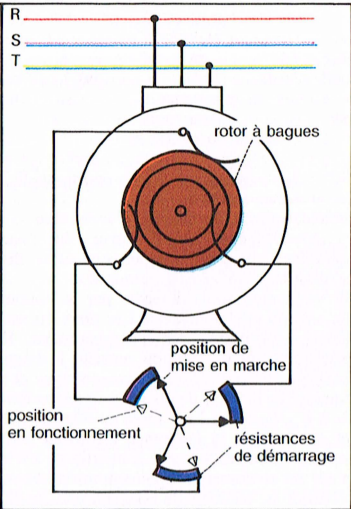
Si la résistance du circuit tension est remplacée par une bobine, apparaît un déphasage de 90° et la déviation est alors proportionnelle à la puissance réactive.

Les **instruments de mesure à induction** sont très répandus chez les utilisateurs du réseau public. Deux électroaimants agissent sur un disque d'aluminium mobile autour d'un axe. Ils sont respectivement alimentés par le courant et la tension de l'utilisateur. Les deux électroaimants sont placés perpendiculairement. Ils créent un champ tournant qui entraîne le disque métallique. Le moment électromagnétique et la fréquence de rotation du disque sont proportionnels à $U_{\text{eff}} I_{\text{eff}} \cos \varphi$. La vitesse de rotation permet de mesurer la puissance électrique consommée, automatiquement convertie en kWh. Un aimant permanent supplémentaire provoque la création de courants de Foucault dans le disque en rotation. Les forces électromagnétiques qui en résultent freinent le mouvement et immobilisent le disque dès que le courant de l'utilisateur s'annule.

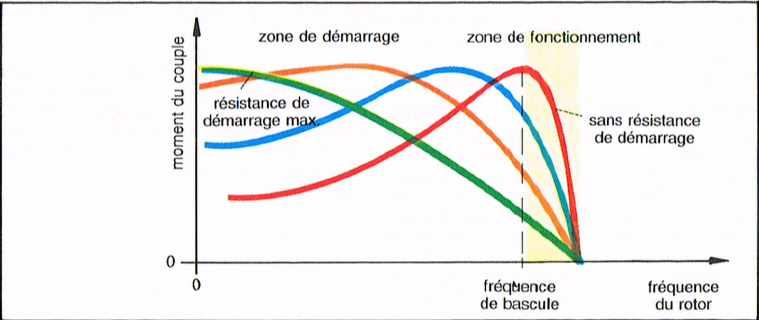
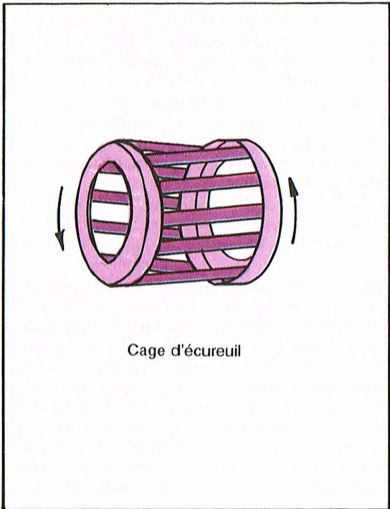
La **mesure de la puissance en courant triphasé** dépend du circuit utilisateur. Si celui-ci est symétrique, un wattmètre suffit. La valeur indiquée doit être multipliée par 3. Pour un circuit non symétrique, on utilise 2 wattmètres pour 3 conducteurs, 3 wattmètres pour 4 conducteurs.



Production d'un champ magnétique tournant



Moteur à courant triphasé



Courbes du moteur asynchrone à courant triphasé

Le principe des **moteurs à courant alternatif** est le contraire de celui des générateurs de courant alternatif ou de courant triphasé. Un courant électrique circule dans une ou plusieurs spires conductrices placées dans un champ magnétique ; il en résulte des forces électromagnétiques qui font tourner la bobine. Les rotors, dans un champ magnétique tournant, sont particulièrement simples et robustes. Le **moteur à courant triphasé** est largement répandu. Le courant triphasé (voir p. 275) est en effet très utilisé dans l'industrie.

Champ magnétique tournant. Soit deux bobines d'axes perpendiculaires et parcourues par des courants alternatifs de fréquence ν . Deux champs magnétiques perpendiculaires et déphasés de 90° apparaissent. Le champ magnétique résultant est de valeur constante mais sa direction tourne à la vitesse angulaire $\omega = 2\pi\nu$, d'où sa dénomination de *champ magnétique tournant*. Une aiguille aimantée montée sur pivot et placée dans le champ tournant est entraînée à la même vitesse ω si elle n'est pas freinée. On a réalisé ainsi un moteur « synchrone » dans lequel le rotor (aiguille aimantée) est entraîné au synchronisme par le champ tournant. Si l'on inverse les fils d'amenée d'une bobine, le sens de rotation de l'aiguille aimantée est modifié.

GALILEO FERRARIS (1847-1897) conçut un tel champ tournant en 1888.

La structure des moteurs à courant alternatif ressemble beaucoup à celle des moteurs à courant continu (voir p. 271). Les dénominations sont également les mêmes. Le rotor tourne dans le champ magnétique du stator, d'où résulte une énergie mécanique.

Moteurs à courant triphasé ou à induction.

Le stator est une armature à enroulement triphasé avec des déphasages de 120° ($= 2\pi/3$). Son rôle est de produire un champ tournant. Des courants induits se créent dans le rotor qui est entraîné par des forces électromagnétiques. Des bagues de contact, fragiles, ne sont donc pas nécessaires pour amener le courant (voir cependant ci-dessous « Mise en marche »).

Le **moteur asynchrone** possède un rotor constitué soit d'un enroulement fermé sur lui-même (moteur à bagues), soit d'une « cage d'écureuil ». La cage d'écureuil est formée de deux disques de cuivre centrés sur l'axe du rotor, réunis entre eux par des barres de cuivre massif. Dans les deux cas, l'enroulement actif est porté par armature ferromagnétique qui est feuilletée pour limiter les courants de Foucault.

La vitesse du rotor est légèrement inférieure à celle du synchronisme. On dit qu'il y a *glissement* défini par

$$g = \frac{\omega_c - \omega_r}{\omega_c}$$

avec ω_c : vitesse du champ ; ω_r : vitesse du rotor.

Ces vitesses s'expriment souvent en tr/min en électrotechnique.

En machine normale, g varie de 3 à 5 %.

Mise en marche : les petits moteurs à cage démarrent sans artifice, bien que le courant soit alors très important (3 à 4 fois le courant nominal). Pour les grosses machines, on insère des résistances dans le circuit du rotor car le glissement est proportionnel à la résistance du circuit rotorique. Cependant, le moment M est faible puisque proportionnel à $\cos \varphi$ avec

$$\cos \varphi = R / \sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}$$

avec φ : déphasage entre le courant et la tension du rotor ; R, L : résistance et inductance du rotor ; ω : vitesse de rotation du champ tournant.

Comme, en général, $R \ll \omega L$, on utilise, sur les bagues de contact, des résistances de démarrage jusqu'à ce que la vitesse de rotation souhaitée soit atteinte.

Moteurs à courant alternatif monophasés.

Leur principe est le contraire de celui du générateur à courant alternatif monophasé (voir p. 277). Le rotor est alimenté par un courant continu alors que le courant alternatif circule dans le circuit du stator.

On a

$$n = 2\nu/p$$

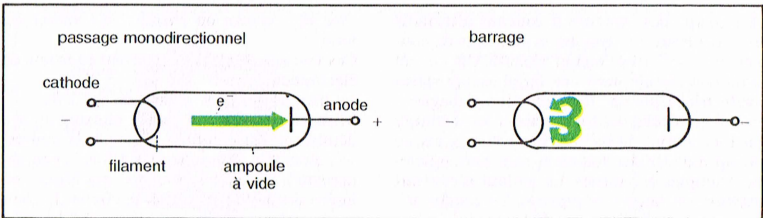
avec n : fréquence du rotor, en tr/s ; ν : fréquence du courant alternatif ; p : nombre de pôles du stator.

Ce moteur est donc un **moteur synchrone**, c.-à-d. synchrone avec le générateur de tension, n restant constant durant le fonctionnement. Ce moteur n'est pas autonome car le stator ne crée pas de champ tournant.

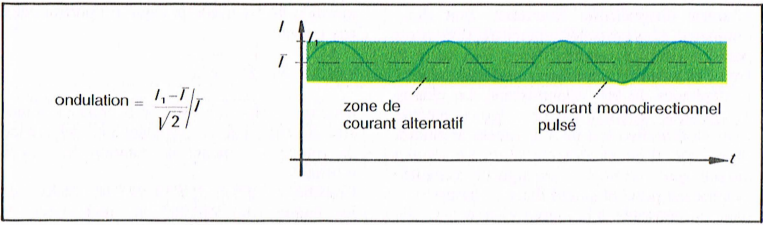
Mise en marche : elle se réalise grâce à l'utilisation de bobines auxiliaires et ne peut se faire qu'en fonctionnement à vide.

Le rendement de ces moteurs synchrones est bon mais les inconvénients sont tels que l'on ne l'utilise que dans quelques applications particulières : pompes, compresseurs, métiers à tisser pour de grandes puissances, horloges pour une faible puissance.

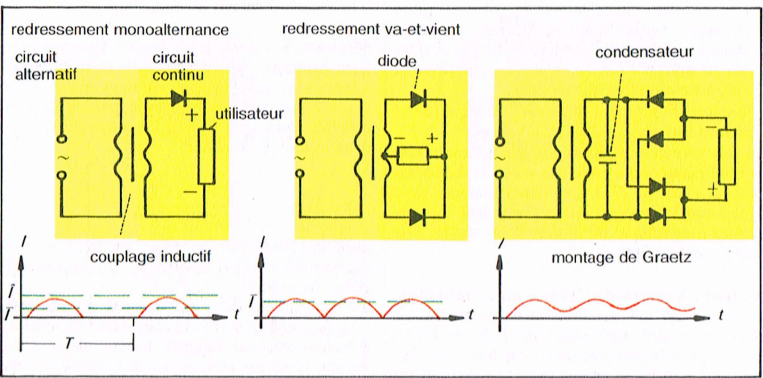
290 Électricité et magnétisme



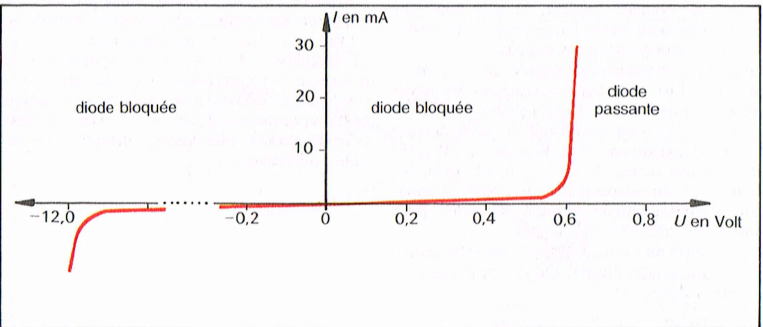
Valves électriques



Ondulatıon d'un courant monodirectionnel



Montages à diodes



Caractéristique d'une diode semi-conductrice (silicium)

Le **redresseur** est un dispositif utilisé pour la transformation du courant alternatif en courant continu ou pseudocontinu dit « redressé ». Il ne laisse passer le courant que dans un seul sens (le comportement électrique rappelle celui des valves ou des soupapes dans les domaines hydraulique et pneumatique). Le redresseur est connecté entre le circuit du courant alternatif et le circuit du courant redressé. La conduction unidirectionnelle simplement appliquée consiste à supprimer ou à réduire une alternance sur deux (redresseur monoalternance).

Ondulation du courant continu : I_{eff} du courant alternatif résiduel / intensité du courant continu (voir p. 290).

L'ondulation s'exprime en pourcentage et dépend du type de montage redresseur utilisé (voir ci-dessous).

Exemple : redressement monoalternance : 112 %, redressement va-et-vient : 48 %.

Les **redresseurs mécaniques** comportent des contacts métalliques mobiles dont on provoque et entretient la vibration. Ils suppriment, à chaque période, une ou deux alternances du courant alternatif.

Les **redresseurs électrolytiques** utilisent le fait que le déplacement d'ions ne s'effectue généralement que dans un sens.

Exemple : entre des plaques d'aluminium, en milieu alcalin, le courant ne s'écoule qu'en direction de la cathode.

Les **redresseurs secs**, dont notamment les *diodes semi-conductrices*, sont fondés sur les propriétés des semi-conducteurs. A oxyde cuivreux, au sélénium, au germanium ou au silicium, ils admettent des densités de courant de l'ordre de 170 A/cm². Valeur de démarrage : 10⁻³ A/cm². Certaines diodes redressent des courants de 500 A.

Le *thyristor* est un dispositif à 3 électrodes qui fournit un courant redressé de valeur moyenne variable. Ce procédé très souple est particulièrement économique. Il peut redresser des courants de plusieurs kA.

Les **redresseurs thermoélectroniques** comprennent des tubes à vide, tels que la *diode*, et des tubes à gaz, tels que le *phanotron* et le *thyatron*.

On les utilise pour de faibles intensités avec des tensions élevées, par ex. pour les tubes de Röntgen.

Les **redresseurs à arc**, dont le type le plus répandu est le redresseur à vapeur de mercure, sont soit à ampoule de verre, pour une intensité maximale de courant redressé moyen de 600 A et jusqu'à une puissance maximale de 500 kW, soit à cuve métallique, ventilés et à vide entretenu, comme l'*excitron* ou l'*ignitron* pour des intensités allant jusqu'à 3 000 A et des puissances atteignant quelques Mw.

Montage du redresseur

Redressement monoalternance. La source de tension, le redresseur et le récepteur sont montés en série. Une alternance sur deux peut passer. Il en résulte un courant monodirectionnel (pseudocontinu) *pulsé*.

$$\begin{aligned} \text{On a} \quad \bar{I} &= \frac{1}{T} \int_0^T I(t) dt \\ &= \frac{I_{\text{max}}}{\pi} \end{aligned}$$

avec

$\bar{I}$: intensité moyenne du courant pulsé ; T : période du courant pulsé ; t : temps ; $I(t)$: intensité du courant pulsé ; I_{max} : intensité maximale absolue du courant pulsé.

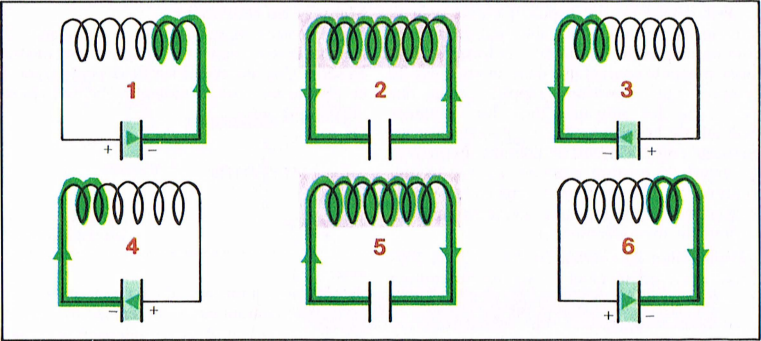
Redressement va-et-vient. Avec deux redresseurs ou quatre, selon LEO GRAETZ (1856-1941). Les deux demi-alternances peuvent passer (voir aussi *redressement en pont* p. 287). L'intensité moyenne du courant pseudocontinu pulsé qui en résulte vaut alors

$$\bar{I} = 2 \frac{I_{\text{max}}}{\pi}$$

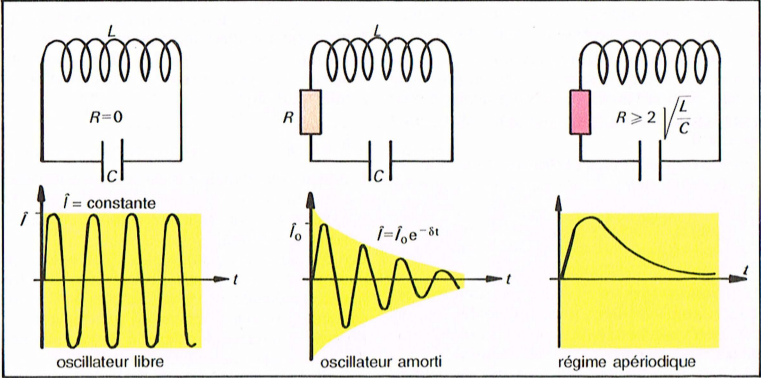
L'**ondulateur** transforme un courant continu en courant alternatif. Le principe en est simple : un dispositif inverse régulièrement les pôles du générateur continu.

On distingue les onduleurs autonomes, qui commandent eux-mêmes l'interrupteur à la fréquence souhaitée, et les onduleurs dont la fréquence du réseau commande l'interrupteur. Le type d'interrupteur dépend de la puissance du courant alternatif voulu.

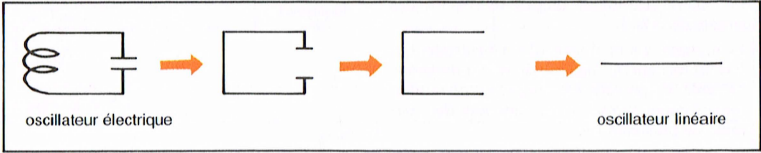
Utilisation : instruments de mesure universels, générateurs de secours pour les pannes de réseau.



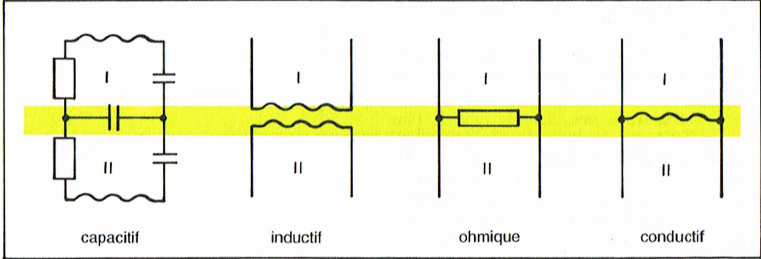
Circuit oscillant



Oscillateurs électriques



De l'oscillateur électrique à l'oscillateur linéaire



Couplages de circuits oscillants

L'**oscillateur électrique** est un circuit comportant un condensateur de capacité C , une bobine d'inductance L et un dipôle ohmique de résistance R montés en série. Si le condensateur est initialement chargé, il se décharge dans la bobine et la résistance. Le courant qui circule alors dans la bobine y crée un champ magnétique. L'énergie électrostatique initialement emmagasinée dans le condensateur se convertit en énergie magnétique emmagasinée dans la bobine. Selon la loi de Lenz, lorsque le condensateur est déchargé, le courant induit dans la bobine, circulant dans le sens opposé au courant de décharge, recharge le condensateur. L'énergie magnétique emmagasinée dans la bobine se convertit de nouveau en énergie électrostatique. Le condensateur et la bobine constituent deux réservoirs d'énergie entre lesquels se produisent alternativement des échanges d'énergie.

La somme des énergies contenues dans ces réservoirs diminue puisque de l'énergie est dissipée par effet Joule dans la résistance du circuit. Dans le cas d'un circuit idéal sans résistance, l'énergie passerait périodiquement et sans perte, du condensateur à la bobine et réciproquement. L'énergie du circuit serait alors constante.

Cet échange permanent d'énergie est également observé avec l'oscillateur mécanique (voir p. 79). Une analogie peut être établie entre les grandeurs mécaniques et électriques :

k	$1/C$
m	L
h	R

Le fonctionnement de l'oscillateur électrique permet de distinguer trois cas :

1) Circuit idéal de résistance nulle ($R = 0$). L'oscillateur électrique est le siège d'*oscillations libres* de fréquence propre

$$\nu_0 = 1/(2\pi\sqrt{LC})$$

Ce cas idéal n'existe pas. Il est nécessaire de compenser les pertes d'énergie dues à l'effet Joule, grâce à un générateur auxiliaire (par ex. un montage dit « à résistance négative »).

2) L'oscillateur amorti, pour une valeur de la résistance R ne dépassant pas une certaine valeur dite résistance critique $R_c = 2\sqrt{L/C}$. L'oscillateur est alors le siège d'*oscillations pseudo-périodiques* de fréquence

$$\nu = (1/2\pi)\sqrt{(1/(LC)) - (R^2/4L^2)}$$

L'intensité maximale $I_{\max}$ s'écrit

$$I_{\max} = I_{\max 0} \exp(-\delta t)$$

avec

$I_{\max 0}$: intensité maximale initiale ; $\delta = R/(2L)$: coefficient d'amortissement ; t : temps.

3) L'oscillateur *apériodique* ou *sous-critique*, pour $R > R_c$. Il n'y a plus d'oscillations, l'intensité tend lentement vers zéro.

Oscillateur linéaire

Un circuit oscillant (L, C) et un générateur auxiliaire permettant d'entretenir les oscillations peuvent engendrer une tension de haute fréquence. Ce circuit peut émettre, par l'intermédiaire d'une antenne, des ondes électromagnétiques.

Ces ondes sont appelées *ondes hertziennes*. HEINRICH HERTZ (1857-1894) fut le premier à les produire et à les détecter en 1887 grâce à son « résonateur » (antenne réceptrice couplée à un circuit récepteur résonant).

Dans l'oscillateur hertzien, U et I sont déphasés de $\pi/2$.

La fréquence de l'onde s'écrit

$$\nu = c/\lambda$$

avec

c = vitesse de propagation = vitesse de la lumière dans le vide ; λ : longueur d'onde.

Lors de la propagation de l'onde électromagnétique, une partie de l'énergie du circuit est dissipée sous forme d'énergie rayonnée.

Oscillations forcées

Les pertes d'énergie du circuit oscillant peuvent être compensées en branchant en série une source de courant alternatif. Le courant et la tension du circuit ont alors la fréquence de la source. On a

$$I_{\max} = U_{\max} / \sqrt{(R^2 + (\omega L - 1/(C\omega))^2)}$$

avec ω : pulsation de la tension alternative imposée ($\omega = 2\pi\nu$, ν = fréquence).

Si la fréquence de la source sinusoïdale est égale à la fréquence propre du circuit oscillant, le circuit rentre en *résonance* (voir p. 282). On a

$$I_{\max} = U_{\max}/R$$

En dehors du domaine de résonance on a

$$I_{\max} = (U_{\max} \omega/L) / \sqrt{((\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\pi\delta^2 \omega^2)}$$

avec $\omega_0 = 2\pi\nu_0$; ν_0 : fréquence propre de l'oscillateur électrique ; $\delta = R/(2L)$: coefficient d'amortissement.

La courbe de résonance est d'autant plus étroite, et donc le circuit plus *sélectif*, que δ est faible.

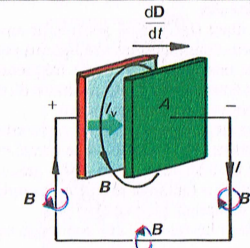
Oscillateurs électriques couplés

Deux oscillateurs (ou plus) reliés sont dits *couplés*. On distingue les couplages inductifs, capacitifs, ohmiques et conductifs. Le **coefficient de couplage** k permet de prévoir l'intensité du couplage ; on a

$$k = X_k / \sqrt{X_1 X_2}$$

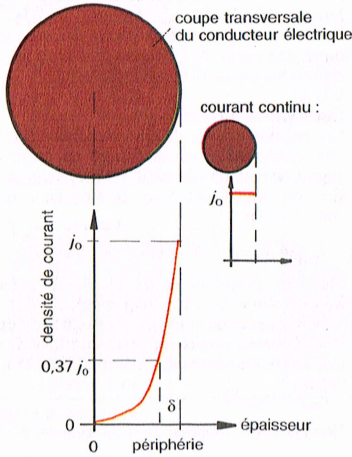
avec X_k : impédance de l'élément couplé ; X_1 , X_2 : impédances des circuits 1 et 2.

Le couplage est faible lorsque les fréquences propres sont voisines, il est étroit lorsque celles-ci sont très différentes.

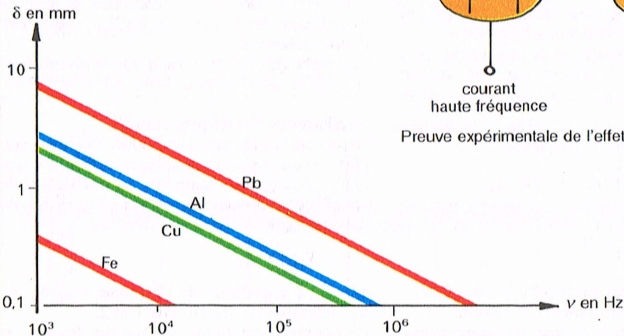


Courant de déplacement lors de la charge d'un condensateur

Courant haute fréquence :

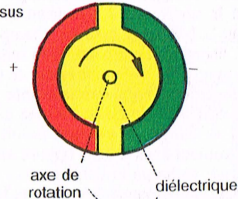


Effet de peau



Épaisseur δ de la couche en courant alternatif

Vue de dessus



Vue de côté

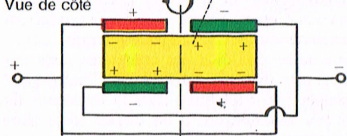
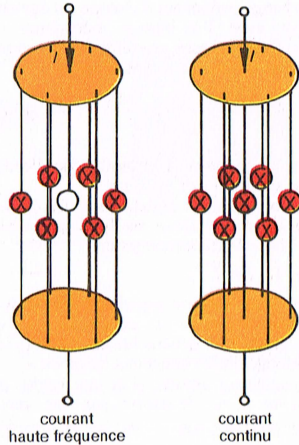


Schéma explicatif du courant de déplacement



Preuve expérimentale de l'effet de peau

Lors de la charge ou de la décharge d'un condensateur, un courant circule entre les plaques : le **courant de déplacement**. Ce courant est dû au vecteur déplacement, résultant de la variation du vecteur champ électrique. Le champ électrique tend à déplacer les noyaux atomiques dans un sens et les électrons dans l'autre sens. Ce courant de déplacement existe tant que le champ électrique se modifie.

Ce courant de déplacement traverse tous les diélectriques mais il passe même lorsqu'il y a le vide entre les plaques du condensateur.

D'après la théorie développée par JAMES CLERK MAXWELL (1831-1879), on a

$$I_d = A(dD/dt)$$

$$= \varepsilon A(dE/dt)$$

avec

I_d : intensité du courant de déplacement ; A : aire de la section transversale du diélectrique ; D : valeur du vecteur déplacement (voir p. 215) ; t : temps ; ε : permittivité du diélectrique ; E : valeur du champ électrique.

Toute variation temporelle du champ électrique engendre un courant électrique.

Dans un circuit électrique comportant un condensateur, le courant de conduction (courant vrai) s'arrête au niveau des plaques, mais le courant de déplacement va d'une plaque à l'autre : le circuit électrique est donc fermé. Le courant de déplacement, tout comme le courant de conduction, crée un champ magnétique dans son environnement. Si le courant de conduction est constant, on a $D = \text{constante}$ et $I_d = 0$.

Dans les bons conducteurs électriques, le courant de déplacement est négligeable par rapport au courant de conduction I .

La preuve de l'existence du courant de déplacement a été apportée en 1888 par WILHELM CONRAD RÖNTGEN (1845-1923). Le vecteur déplacement D et le vecteur moment dipolaire P sont reliés par l'expression $D = \varepsilon_0 E + P$ (voir p. 219). Une variation temporelle de P provoque donc également un courant de déplacement. On peut constater l'existence du champ magnétique créé par dP/dt :

Soit un condensateur circulaire et chargé, rempli d'un diélectrique. Chaque plaque est coupée en deux. Les demi-plaques en diagonale sont reliées (voir p. 294). Lorsque le diélectrique tourne, le moment dipolaire tourne également, et le courant qui en résulte crée un champ magnétique qui fait dévier une aiguille aimantée placée à proximité.

Effet de peau

Phénomène électromagnétique, encore appelé effet Kelvin, d'après WILLIAM THOMSON, LORD KELVIN (1824-1907) selon lequel un courant alternatif tend à circuler dans la périphérie des

conducteurs. Cet effet est dû au champ électromoteur d'induction que le courant induit lui-même dans le conducteur.

Alors que pour un courant continu la densité de courant est uniforme, dans le cas d'un courant alternatif le courant a tendance à être confiné à la surface du conducteur dans une couche d'épaisseur δ d'autant plus mince que la variation temporelle du courant est plus rapide. On a

$$\delta = \sqrt{\rho / (2\pi^2 \mu \nu)}$$

avec

ρ : résistivité du matériau conducteur ; μ : perméabilité magnétique du matériau ; ν : fréquence du courant alternatif.

Exemple : $\delta = 9,4$ mm pour un conducteur cylindrique en cuivre parcouru par un courant alternatif de 50 Hz, et $\delta = 0,066$ mm pour 1 MHz. Le courant à haute fréquence passe pratiquement entièrement à la périphérie (dans la *peau*) du conducteur.

Conséquences de l'effet de peau :

Le courant ne traversant plus la section totale du conducteur avec une densité uniforme, la résistance électrique est plus grande que pour un courant continu, et cette augmentation est d'autant plus forte que la fréquence est plus élevée.

Des formules plus ou moins empiriques permettent de calculer la résistance R en courant alternatif de fréquence donnée ν , à partir de la résistance R_0 en continu.

La résistivité ρ du matériau croît proportionnellement à la racine carrée de la fréquence ν du courant alternatif.

Exemple : Pour un conducteur de cuivre rectiligne, la résistivité est multipliée par 7,6 quand y circule un courant alternatif de 1 MHz au lieu d'un courant continu.

En très haute fréquence, on utilise parfois des conducteurs creux afin d'économiser du matériau conducteur.

Preuve directe de l'effet de peau :

Soit un conducteur formé de cylindres coaxiaux, chaque cylindre étant relié à une ampoule électrique. Si le dispositif est soumis à une tension alternative de haute fréquence, seules les ampoules périphériques s'allument ; par contre, s'il est soumis à une tension continue, toutes les ampoules s'éclairent.

Équations de Maxwell :

1. $\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho$

$\oint \mathbf{D} \, d\mathbf{A} = Q$

2. $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$

$\oint \mathbf{B} \, d\mathbf{A} = 0$

3. $\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{d\mathbf{B}}{dt}$

$\oint \mathbf{E} \, ds = -\int \frac{d\mathbf{B}}{dt} \, d\mathbf{A}$

4. $\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{d\mathbf{D}}{dt} + \mathbf{j}$

$\oint \mathbf{H} \, ds = \int \frac{d\mathbf{D}}{dt} \, d\mathbf{A} + I$

Équations traduisant les propriétés de la matière :

$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$

$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$

$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$

avec

 $\mathbf{D}$: déplacement électrique $\mathbf{B}$: champ magnétique $\mathbf{E}$: champ électrique $\mathbf{H}$: anciennement champ magnétique Q : charge électrique $d\mathbf{A}$: vecteur élément de surface ds : vecteur élément linéaire t : temps ρ : densité de charge $\mathbf{j}$: densité électrique I : intensité électrique ϵ : permittivité électrique ϵ_0 : permittivité du vide = $8,85 \times 10^{-12}$ F/m μ : perméabilité magnétique μ_0 : perméabilité du vide = $1,26 \times 10^{-6}$ H/m c : vitesse de la lumière dans le vide = $2,99 \times 10^8$ m/s

Écrites vers 1865 par JAMES CLERK MAXWELL (1831-1879), les **équations de Maxwell** sont une forme condensée des lois de l'électromagnétisme. Elles traduisent les relations qui existent, en tout point de l'espace, entre le temps (t), le champ électrique (E), le vecteur déplacement (D), le champ (induction) magnétique (B), le « champ magnétique » (H , voir p. 241), la charge volumique d'électricité (ρ) et la densité de courant de conduction (j , voir ci-dessous). Ces équations constituent l'une des plus importantes connaissances de physique théorique. Elles expliquent les résultats expérimentaux, mais vont nettement au-delà.

L'une des conséquences les plus marquantes de ces équations est que les champs électriques et magnétiques peuvent être simultanément soumis à des mouvements ondulatoires de vitesse de propagation définie, qui n'est autre que celle de la lumière. MAXWELL fut le premier à suggérer que les ondes lumineuses sont de nature électromagnétique.

Ces ondes électromagnétiques ne seront mises en évidence qu'en 1887, par HEINRICH HERTZ. HERMANN MINKOWSKI (1864-1909) généralisa la valeur des équations de Maxwell en les rendant applicables à des corps en mouvement par l'utilisation des quatre coordonnées de l'espace-temps qu'il introduisit en **relativité** (voir p. 347).

Les équations de Maxwell ne sont pas utilisables à l'échelle de l'atome ; ce domaine relève de la **théorie quantique** (voir p. 357).

Seule une théorie du champ unique – qui n'existe pas encore – pourra permettre d'établir les équations de Maxwell. Pour l'instant, il s'agit d'axiomes.

La principale conséquence de ces équations est que les champs électriques et magnétiques peuvent s'induire mutuellement :

Un champ électrique temporellement variable crée un champ magnétique ; de même, la variation d'un champ magnétique provoque l'apparition d'un champ électrique (phénomène d'**induction** découvert par FARADAY, voir p. 257).

L'**équation de Maxwell 1** montre que des charges électriques au repos engendrent un champ électrique dans leur voisinage. Les lignes de champ commencent et finissent au niveau des charges.

Conséquences : la loi de Coulomb. Des charges de même signe se repoussent, des charges de signes différents s'attirent. Dans un conducteur électrique isolé, les charges se trouvent en surface.

L'**équation de Maxwell 2** indique qu'il n'y a ni charge magnétique ni courant magnétique.

Conséquences : Il n'existe pas de monopôle magnétique. Les phénomènes électriques et magnétiques ne sont pas similaires.

L'**équation de Maxwell 3** décrit la création de champ électrique par la variation d'un champ magnétique.

Conséquences : Lorsqu'un champ magnétique varie, il induit un courant électrique dans un conducteur (loi de Faraday), un courant de déplacement dans un diélectrique. Un champ magnétique variable crée un champ électrique dans son environnement.

L'**équation de Maxwell 4** décrit la création de champ magnétique par la variation d'un champ électrique.

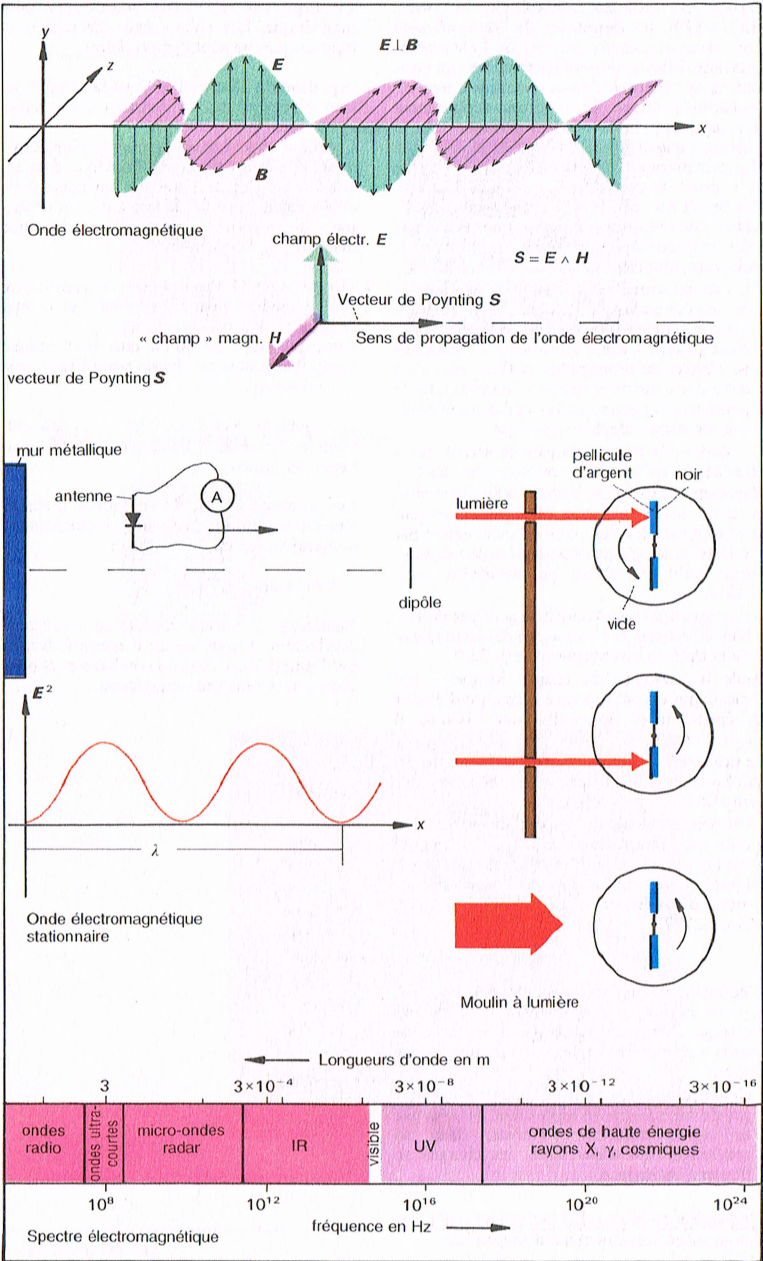
Conséquences : lorsqu'un champ électrique varie, il engendre un champ magnétique dans son voisinage.

Les équations 3 et 4 montrent qu'on peut calculer la vitesse de la lumière à partir de constantes du milieu.

Les équations 1 et 4 permettent d'établir l'*équation de continuité* traduisant localement la conservation de l'électricité :

$$d\rho/dt + \operatorname{div} j = 0$$

Remarque : j , vecteur densité de courant de conduction, a pour valeur l'intensité divisée par l'aire de la section du conducteur, et pour direction et sens ceux du courant.



Lorsque les deux champs, électrique (E) et magnétique (B), sont variables, ils n'existent pas l'un sans l'autre. Ils sont interdépendants et constituent le champ électromagnétique. Les lois qui régissent ce champ satisfont aux « équations de Maxwell » (voir p. 297) qui décrivent une propagation du champ à une vitesse c , vitesse de la lumière dans le vide. Ce champ qui se propage est appelé **onde électromagnétique**. HEINRICH HERTZ (1857-1894) réalisa en 1887 par décharge oscillante d'un condensateur les premières ondes électromagnétiques, prouvant ainsi la validité de la théorie électromagnétique de MAXWELL.

Dans le cas d'une *onde plane* – c.-à-d. telle que E et B soient, à un instant donné, uniformes pour tous les points d'un plan appelé plan d'onde – *monochromatique* (une seule fréquence) se propageant dans le sens positif des x , le champ électrique est décrit par

$$E = E_{\max} \sin \omega(t - x/v)$$

et le champ magnétique par

$$B = B_{\max} \sin \omega(t - x/v)$$

avec

$E_{\max}$, $B_{\max}$: maximums respectifs de E et B ;
 $\omega = 2\pi\nu$: pulsation de l'onde de fréquence ν ;
 v : vitesse de propagation de l'onde électromagnétique ;
 x : coordonnée monodirectionnelle.

Le rapport E/B des valeurs de E et B , indépendant du temps, est appelé *impédance du milieu* (notée Z , exprimée en ohm) ; on a

$$Z = \sqrt{\mu/\epsilon}$$

avec μ , ϵ : perméabilité et permittivité du milieu de propagation.

Propriétés des ondes électromagnétiques

1) Ce sont des ondes transversales, c.-à-d. que E et B sont perpendiculaires à la direction de propagation.

2) E et B sont perpendiculaires.

La relation entre E et B peut s'écrire :

$$B_z = \sqrt{\epsilon/\mu} E_y \text{ et } E_y = E_{\max} \sin \omega(t - x/v)$$

en choisissant un axe des z parallèle à B , un axe des y parallèle à E , le repère (O ; x , y , z) constituant un trièdre direct.

3) E et B sont en phase ; c.-à-d. que les nœuds et les ventres respectifs se trouvent au même endroit.

4) La vitesse de propagation v de l'onde électromagnétique s'écrit

$$v = 1/\sqrt{\epsilon\mu}$$

soit, dans le vide

$$v = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$$

avec

ϵ , μ : constantes électrique et magnétique du milieu, l'indice 0 indiquant le vide.

L'application numérique donne

$$v = 2,99 \times 10^8 \text{ m/s}$$

valeur qui se trouve bien égale à la vitesse de la lumière dans le vide. Ce fut le premier grand succès de la théorie de MAXWELL.

Dans la matière on peut écrire

$$v = c/\sqrt{\epsilon_r\mu_r}$$

avec

ϵ_r , μ_r : respectivement permittivité et perméabilité relatives du milieu.

Comme $\mu_r \approx 1$, on a

$$v \approx c/\sqrt{\epsilon_r}$$

L'onde électromagnétique se propage moins vite dans une substance que dans le vide.

Exemple : vitesse de propagation d'une onde électromagnétique dans l'eau ($\epsilon_r = 82$),

$$v \approx 3,34 \times 10^7 \text{ m/s}$$

Au passage d'un milieu à un autre se produit une réfraction caractérisée par l'indice de réfraction $n = c/v$ (voir p. 143) et donc $n = \sqrt{\epsilon_r}$.

Profondeur de pénétration. Une onde électromagnétique pénètre dans un diélectrique, alors que sur un métal conducteur elle génère une onde réfléchie. Alors donc qu'à l'intérieur d'un conducteur parfait les champs E et B sont nuls, pour un conducteur de conductivité γ , il existe une profondeur de pénétration

$$d = \sqrt{2/\mu_0\gamma\omega}$$

avec

ω : pulsation du champ.

L'amplitude du champ (valeur maximale absolue) décroît exponentiellement selon

$$E_{\max} = E_{\max 0} \exp(-\delta d)$$

avec

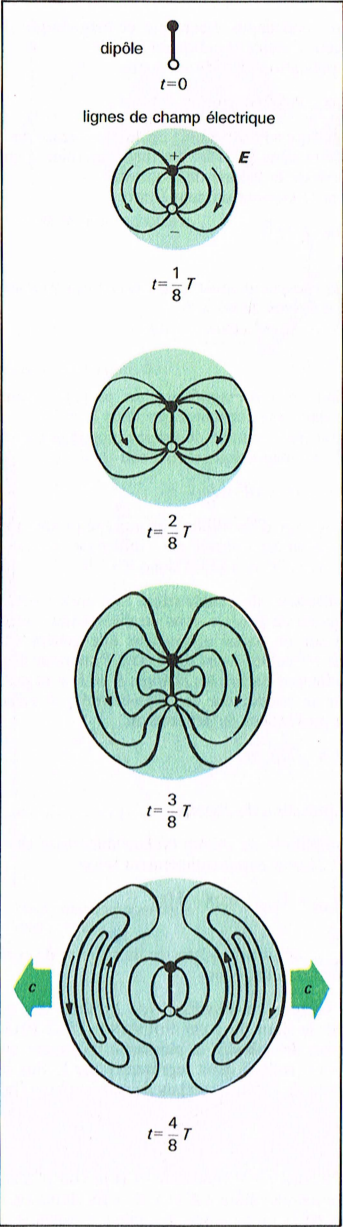
$E_{\max 0}$: amplitude à l'entrée du milieu ; δ : coefficient d'atténuation.

Le **vecteur de Poynting** (de symbole S), qui porte le nom de JOHN POYNTING (1852-1914), permet de calculer la puissance traversant une surface, celle-ci étant représentée par le flux du vecteur de Poynting sortant de cette surface. On a

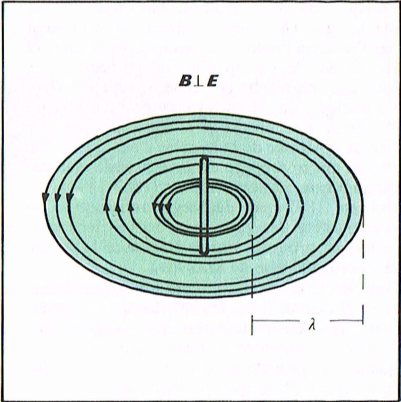
$$S = E \wedge H$$

avec

H : « champ » magnétique ($= B/\mu$, voir p. 251).
 S , perpendiculaire à E et à H , a les direction et sens de la propagation. Sa valeur s'exprime en $\text{J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.



Formation d'une onde électromagnétique



Lignes de champ magnétique

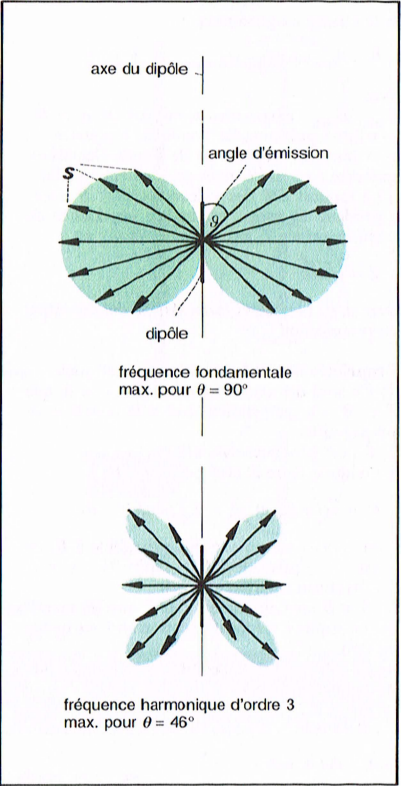


Diagramme de rayonnement

La valeur du vecteur de Poynting du rayonnement solaire à la limite supérieure de l'atmosphère terrestre s'appelle constante solaire ($1,35 \times 10^3 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$).

Dans le cas de l'*oscillateur linéaire* (voir p. 293) en fréquence fondamentale, la valeur du vecteur de Poynting s'écrit :

$$S = (p^2 \omega^2 \sin^2 \theta) / (4\pi \epsilon_0 c^3 r^2)$$

avec p : valeur du moment dipolaire de l'oscillateur linéaire ; θ : angle entre les directions du rayonnement et de l'axe du dipôle ; r : distance du dipôle.

Le rayonnement est maximum dans une direction perpendiculaire à l'axe du dipôle, il est nul dans la direction du dipôle.

La puissance totale P rayonnée (dans toutes directions) calculée par intégration s'écrit :

$$P = (2p^2 \omega^4) / (3\epsilon_0 c^3)$$

Pression de radiation. Les ondes électromagnétiques exercent sur une surface une pression perpendiculaire à leur direction de propagation. Cette pression, appelée pression de radiation, provient de l'action du champ magnétique sur les mouvements des charges induits au sein des corps exposés au rayonnement. La pression de radiation de la lumière fut observée pour la première fois en 1900, par PIOTR LEBEDEV (1866-1912).

Pour une incidence normale, on a :

$$\text{pression de radiation} = 2S / c$$

avec S : valeur moyenne du vecteur de Poynting ; c : vitesse de la lumière dans le vide.

Exemple : La pression de radiation solaire à la surface terrestre est de $9,4 \mu\text{Pa}$.

Conséquences

La queue des comètes : au voisinage du Soleil, la comète se réchauffe et sa surface commence à se vaporiser, libérant du gaz et des poussières. Cette éjection de matière se produit du côté exposé au Soleil, mais, sous l'effet de la pression de radiation solaire (vent solaire), le gaz rejeté dans la direction opposée au Soleil constitue cette queue qui peut atteindre plusieurs millions de kilomètres.

Supernova : lors de l'explosion, la pression de radiation agit sur les couches externes qui sont éjectées sous forme de gaz à une vitesse de plusieurs milliers de kilomètres par seconde.

Le moulin à lumière (voir p. 298) *n'est pas mité* par la pression de radiation de la lumière. Le mouvement est dû à l'impulsion provoquée par la réflexion des particules, plus intense sur le côté noir (plus fortement échauffé) que sur le côté argenté.

Mise en évidence des ondes électromagnétiques

HEINRICH HERTZ découvrit les ondes électromagnétiques environ 23 ans après l'élaboration de leur théorie par JAMES MAXWELL (voir p. 293). Avec un émetteur de longueur d'onde $\lambda = 60 \text{ cm}$, il montra que les ondes électromagnétiques se propagent, dans le vide et les isolants, tout comme les ondes lumineuses.

Elles ne se propagent pas dans les conducteurs, sur la surface desquels elles subissent une réflexion. A la surface de séparation du vide et d'un conducteur métallique, les conditions aux limites imposent que la composante tangentielle de E et la composante normale de B soient nulles au voisinage immédiat du conducteur. Devant cette paroi métallique s'établit une onde stationnaire ; il n'y a donc plus propagation.

On peut détecter cette onde avec une antenne placée parallèlement à la paroi. Le courant provoqué y étant proportionnel à E^2 , on peut déterminer la longueur d'onde de l'onde électromagnétique en se déplaçant perpendiculairement à la paroi.

En même temps, on montre ainsi que l'onde électromagnétique est polarisée (voir p. 85), c.-à-d. qu'elle n'oscille que dans un plan. En effet, si l'on fait tourner l'antenne dans le plan parallèle à la paroi, le courant dépend de l'orientation.

Création d'ondes électromagnétiques

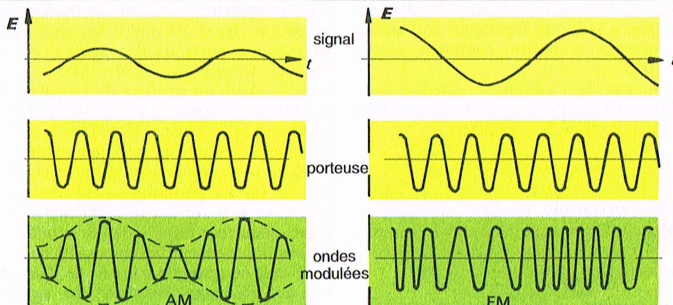
L'oscillateur électrique à haute fréquence crée des oscillations communiquées au dipôle linéaire (ou antenne) source de l'onde électromagnétique. Le champ électrique E a une dépendance temporelle sinusoïdale, avec la fréquence ν du circuit. Les lignes de champ de E se propagent à la vitesse c , la distance parcourue en une période vaut une longueur d'onde $\lambda = c/\nu$. La variation temporelle de l'oscillateur se retrouve dans E qui reproduit la même valeur avec un retard correspondant à la distance parcourue. Ainsi la distance entre deux zones successives d'amplitude maximale pour E est aussi $\lambda/2$.

Il en va de même pour les lignes de champ magnétiques qui se propagent à la vitesse c sous forme de cercles concentriques centrés sur l'axe du dipôle. Le champ électrique E et le champ magnétique B sont sinusoïdaux, en phase entre eux ; leurs directions sont perpendiculaires et perpendiculaires à la direction de propagation de l'onde.

Domaine électromagnétique

L'ensemble des ondes électromagnétiques forme un *spectre électromagnétique* continu qui est partagé en plusieurs domaines selon les valeurs des longueurs d'onde.

Les ondes radio se trouvent vers les plus grandes longueurs d'onde, tandis que les rayons gamma se situent vers les valeurs inférieures. Les limites sont assez arbitraires ; le spectre « visible » pour l'homme comprend les longueurs d'onde entre 400 et 760 nm.



Modulation

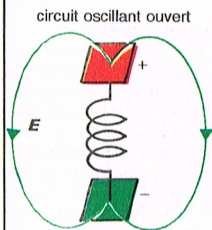
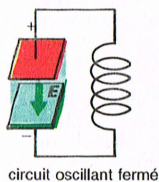
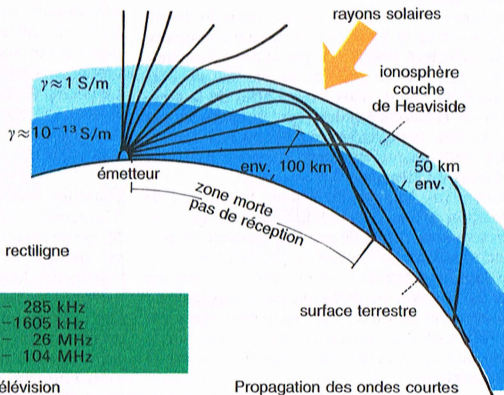
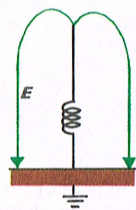
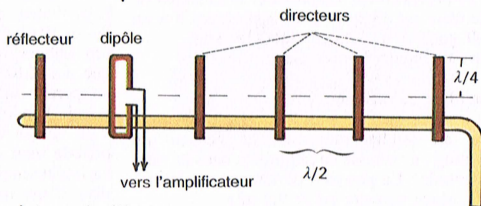
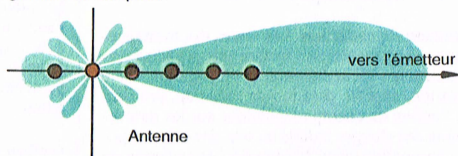


diagramme de réception



ondes longues	150 kHz – 285 kHz
ondes moyennes	525 kHz – 1605 kHz
ondes courtes	6,1 MHz – 26 MHz
ondes ultra-courtes	87,5 MHz – 104 MHz

Domaines des ondes radio et télévision

Les ondes électromagnétiques permettent de transporter des informations sur de grandes distances. Si l'on fait abstraction des signaux lumineux, la première expérience réussie fut réalisée en 1897 par GUGLIELMO MARCONI (1874-1937 ; prix Nobel 1909). Sa **télégraphie sans fil** (T.S.F.) permit la transmission d'informations, initialement en code Morse, puis en clair, à l'aide des ondes radio. La découverte des tubes à vide (encore appelés *lampes*) révolutionna la T.S.F. La diode, puis la triode découverte en 1907 par LEE DE FOREST (1873-1961) allaient permettre l'amélioration des émetteurs et des récepteurs. La télévision progressa lentement après son départ avec l'invention en 1897, par KARL FERDINAND BRAUN (1850-1918 ; prix Nobel 1909) du tube de Braun qui permit la transformation des signaux électromagnétiques en signaux optiques. Les émissions télévisées ne débutèrent réellement qu'en 1925 en Allemagne, en Angleterre et aux États-Unis.

Les ondes électromagnétiques sont émises et reçues à l'aide d'**antennes**. On distingue :

L'**antenne rectiligne** (unifilaire), circuit d'accord courbé avec mise à la terre à une extrémité. Perpendiculaire à la surface terrestre ou à toute autre surface en terre, elle reçoit l'onde électromagnétique qui, mettant en mouvement les électrons, y fait apparaître un courant électrique sinusoïdal de même fréquence. L'**antenne-cadre** (base de la radiogoniométrie), bobine plate en guise de circuit d'accord, mise à la terre à ses deux extrémités. Elle peut pivoter autour d'un axe perpendiculaire à la surface terrestre.

Les antennes peuvent être directives ou omnidirectionnelles selon qu'elles ont ou non des directions privilégiées.

Le **rendement** d'une antenne s'écrit :

$$\eta \approx 800 h^3 / \lambda^3$$

avec η : rendement en % ; h : longueur de l'antenne ; λ : longueur d'onde. η est maximum pour $h = \lambda/2$.

Modulation. Les ondes hertziennes ne se propagent dans l'air que si leurs fréquences sont élevées (de l'ordre du mégahertz). Or les fréquences acoustiques sont des fréquences moyennes de l'ordre du kilohertz (de 16 Hz à 15 kHz). Elles ne peuvent être transmises par des ondes hertziennes de même fréquence.

Par ailleurs il serait impossible pour le récepteur de distinguer les différentes émissions.

La transmission se fait à l'aide d'une *onde porteuse* de haute fréquence (entre 30 kHz et 300 Mhz pour la radio, entre 50 Mhz et 1 Ghz pour la télévision). Les informations à transmettre sont transformées en signaux électriques qui *modulent* (modifient) l'une des grandeurs de

l'onde porteuse : soit l'amplitude, il s'agit alors de la *modulation d'amplitude*, soit la fréquence, il s'agit alors de la *modulation de fréquence*.

Modulation d'amplitude (AM). L'amplitude de l'onde porteuse est modifiée par le signal à transmettre, auquel on ajoute une tension continue. Le courant d'antenne s'écrit :

$$I = (I_0 + I_{s \max} \sin \omega_s t) \sin \omega_p t$$

avec $I_{\max}$: amplitude de I (valeur maximale absolue) ; $\omega = 2\pi\nu$; ν : fréquence ; t : temps. L'indice 0 est attribué à l'onde porteuse, l'indice s au signal.

Ce type de modulation est utilisé pour la transmission des grandes ondes et des ondes moyennes.

Modulation de fréquence (FM). La fréquence de la porteuse varie autour de la valeur ν_0 en fonction de la fréquence ν_s du signal transmis. On a :

$$I = I_{0 \max} \sin(\omega_p t + (\omega_s/\omega_p) \sin \omega_s t)$$

Ce type de modulation est utilisé pour la transmission des ondes courtes et ultracourtes.

Pour les émissions stéréo, deux signaux modulent l'onde porteuse. Pour les émissions télévisées, l'onde porteuse est modulée par des signaux audio et vidéo.

La **transmission** d'un signal comprend trois étapes elles-mêmes subdivisées : l'émission, la propagation et la réception.

L'**émission** comprend :

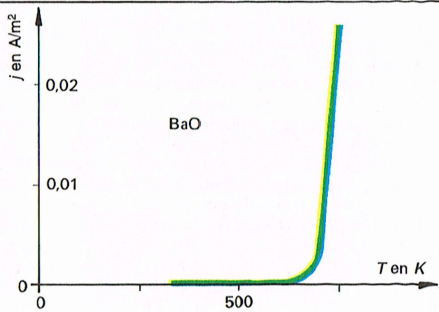
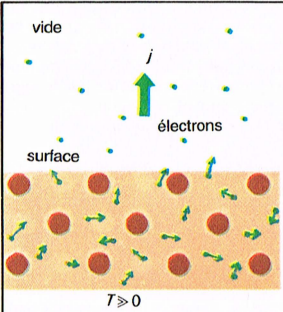
- la transformation de l'information en signal électrique (microphone, camescope) ;
- l'amplification du signal ;
- la modulation de la porteuse par le signal ;
- l'amplification de l'onde électromagnétique ;
- l'émission à l'aide d'une antenne.

La **réception** comprend :

- la réception du signal électromagnétique à l'aide d'une antenne ;
- la sélection de l'émetteur par accord du circuit récepteur sur la fréquence de la porteuse délivrée par l'émetteur ;
- l'amplification du courant d'antenne ;
- démodulation (séparation de la porteuse et du signal par un « filtre ») ;
- l'amplification basse fréquence ;
- la transformation du signal électrique en signal acoustique ou en signal optique.

Modes de propagation :

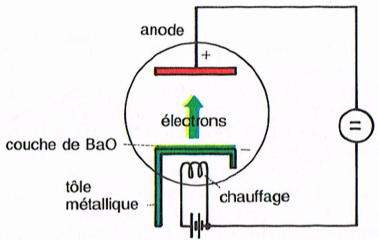
- Les « grandes ondes » se propagent directement de l'émetteur au récepteur. Elles sont facilement diffractées par les obstacles du relief terrestre qu'elles contournent.
- Les « ondes courtes » subissent la réflexion sur l'ionosphère. Par réflexions successives elles peuvent atteindre des points très éloignés de l'émetteur.



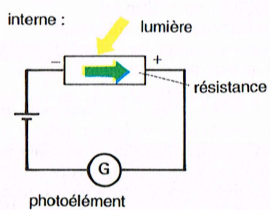
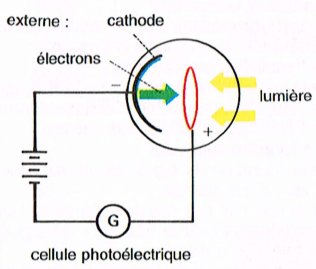
Émission thermoélectrique

matériau	W en eV
Pt	6,27
W	4,54
Cu	4,39
Mo	4,16
Ag	4,05
Si	4,02
Rb	2,16
Cs	1,81
BaO	0,99

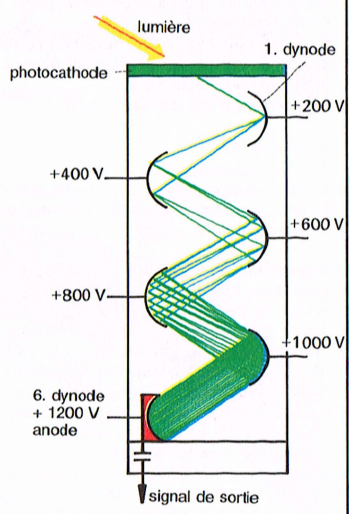
Travail d'extraction W



Diode thermoélectrique



Effet photoélectrique



Multiplieur à 6 niveaux

L'**électron** est une particule élémentaire stable, chargée d'électricité négative. JOSEPH THOMSON (1856-1940) le découvrit en 1897 dans les rayons cathodiques. Le symbole de l'électron est e^- ; sa masse au repos est $9,1095 \times 10^{-31}$ kg ; il porte une unité de charge électrique, appelée *charge élémentaire* (voir p. 207), de $-1,602 \times 10^{-19}$ C. Les électrons, « porteurs de charge », véhiculent le courant électrique. Une nouvelle unité d'énergie est définie à partir de l'électron : l'énergie acquise par un électron soumis à une tension de 1 V est de 1 électron-volt, (symbole eV ; voir p. 43). On a $1 \text{ eV} = 1,602 \times 10^{-19}$ J.

Les électrons sont généralement liés au noyau de l'atome qui est chargé positivement. Lorsque cette liaison entre le noyau et l'électron devient inexistante (par exemple dans certains matériaux, notamment les métaux), l'électron est dit *électron libre*. Ses propriétés peuvent être étudiées à partir de son comportement dans les champs électrique et magnétique.

On remarquera que, dans ces études, les forces de pesantisme peuvent être négligées devant les forces électrique et magnétique.

Les électrons libres d'un métal peuvent se déplacer dans le réseau cristallin, mais ils ne peuvent dépasser la surface du matériau et quitter le métal. Une sortie d'électrons hors du métal se fait grâce à un apport d'énergie suffisant qui libère les électrons de l'atome.

Effet thermoelectrique. OWEN RICHARDSON (1879-1959 ; prix Nobel 1928) énonça en 1908 les lois quantitatives régissant l'émission d'électrons par des métaux incandescents. On a :

$$j = AT^2 \exp(-W/kT)$$

avec j : densité de courant électrique, en A/m^2 ; A : constante de Richardson (env. $0,006 \cdot A \cdot m^{-2} \cdot K^{-2}$) ; W : travail d'extraction ; $k = 1,38 \times 10^{-23}$ J $\cdot$ K $^{-1}$: constante de Boltzmann ; T : température absolue.

Le travail d'extraction W est l'énergie qu'il faut fournir pour extraire un électron libre du métal. W dépend du métal et se trouve nettement plus faible pour les métaux alcalins.

La cathode émissive est un métal support chauffé indirectement, recouvert de BaO et de divers alcalins. La cathode *Wehnelt* émet à 900 °C un courant d'une densité voisine de 200 mA/cm 2 .

Utilisation : en « diode thermoelectronique » ; comme l'anode n'émet pas d'électrons lors d'un renversement de polarité, le tube cathodique thermoelectronique se comporte en redresseur permettant de convertir les courants alternatifs en courant continu.

Effet tunnel. Un champ électrique d'intensité supérieure à 10^9 V/m peut extraire des électrons de la matière. Soit une pointe métallique extrêmement fine, terminée par quelques atomes,

voire un seul, en regard d'une surface : si une tension électrique est appliquée entre ces deux éléments avec une distance pointe-surface suffisamment faible (de l'ordre du nanomètre), des électrons peuvent franchir cette distance et produire un courant électrique.

Utilisation : le microscope à effet tunnel (voir p. 169).

Ionisation par chocs. A la suite de collisions par des particules de haute énergie (très rapides) de surfaces ou d'autres particules (dans un gaz par ex.), la particule rencontrée peut être ionisée en libérant des électrons libres. Ceux-ci peuvent être séparés des ions sous l'action de champs électrique ou magnétique (voir p. 307) et poursuivre le processus par de nouveaux chocs formant ainsi une avalanche d'électrons.

Multiplicateurs à électrons secondaires,

multiplieurs : ils renforcent des courants très faibles. Un électron incident (primaire) rencontre une surface recouverte d'un métal alcalin, libérant ainsi plusieurs électrons. Un champ électrique accélère ces électrons qui, rencontrant une autre surface appelée dynode, libèrent de nouveaux électrons, et ainsi de suite.

Utilisation : Notamment pour la mesure d'intensités lumineuses très faibles ; un photon donne d'abord naissance à un électron (primaire) dans une photocathode.

Effet photoélectrique (voir p. 187). Lors de l'interaction entre un photon et un atome, un électron peut se trouver arraché par le photon si celui-ci possède une énergie suffisante. La *relation d'Einstein* s'écrit :

$$E_c = h\nu - W$$

avec E_c : énergie cinétique de l'électron arraché ; $h = 6,63 \times 10^{-34}$ J $\cdot$ s : constante de Planck ; ν : fréquence du photon ; W : énergie de liaison (ou travail d'extraction) de l'électron.

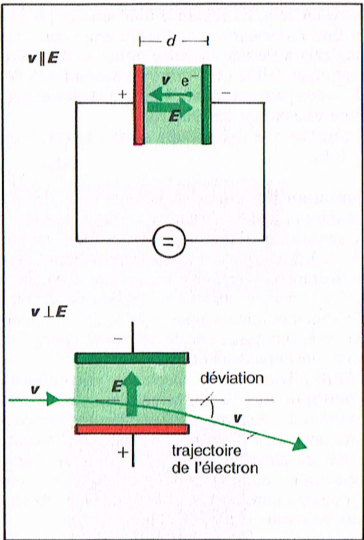
On distingue :

Effet photoélectrique externe. Les électrons sont extraits de la surface du matériau exposé aux photons.

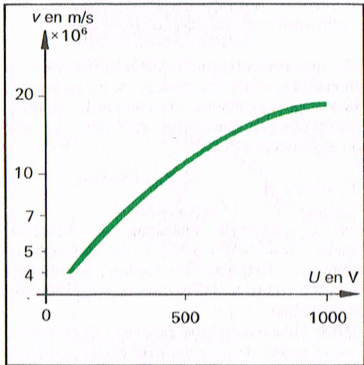
Utilisation : Dans une *cellule photoélectrique*, deux électrodes sont en vis-à-vis ; les électrons arrachés à la cathode métallique par les photons se dirigent vers l'anode, en constituant un photocourant, d'intensité proportionnelle à l'intensité lumineuse (c.-à-d. au nombre de photons) ; le circuit se trouve ainsi fermé au niveau des électrodes.

Effet photoélectrique interne. La lumière (les photons) pénètre à l'intérieur du matériau, notamment dans le cas de semi-conducteurs. Les électrons alors libérés s'ajoutent aux électrons conducteurs existants, la conductibilité électrique augmente.

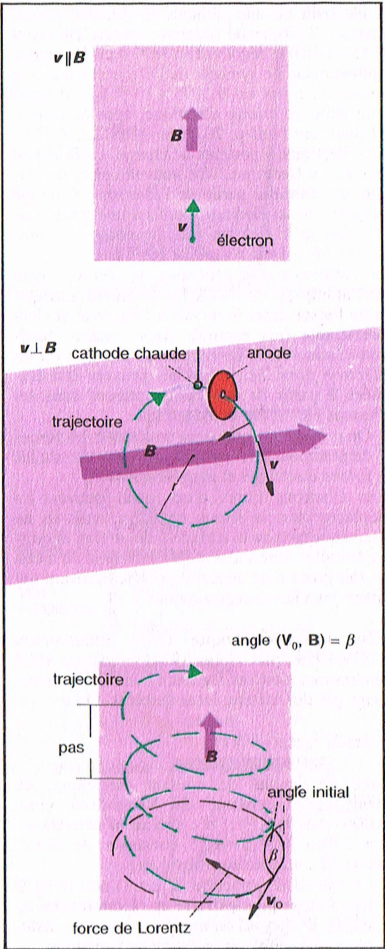
Utilisation : les *photoéléments*.



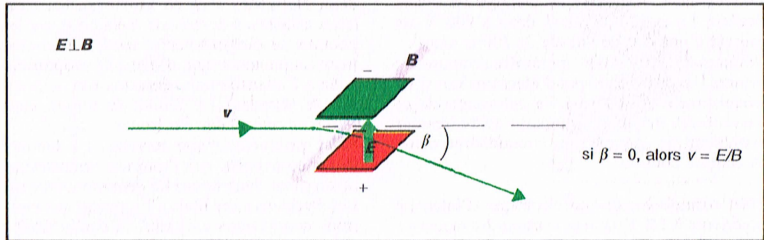
Électrons dans un champ électrique uniforme



Vitesse de l'électron en fonction de la tension accélératrice



Électrons dans un champ magnétique uniforme



Champs superposés

L'étude qui suit peut être appliquée aux différentes particules chargées ; elle est ici limitée au cas des électrons de charge $q = -e$, anciennement appelés *rayons cathodiques* (avec $e = -1,6 \times 10^{-19}$ C, charge élémentaire ; voir p. 305).

Électrons dans un champ électrique

Entre deux plaques parallèles chargées règne un champ électrique uniforme E , dirigé de la plaque positive vers la plaque négative, dans le sens des potentiels décroissants. On a :

$$E = U/d$$

avec E : valeur de E ; U : tension électrique entre les deux plaques ; d : distance entre les plaques. Sur un électron situé dans un champ E s'exerce la force électrostatique (force de Coulomb) F_e . On a :

$$F_e = eE = ma = eU/d$$

avec F_e : valeur de F_e ; m : masse de l'électron ; a : valeur de a , accélération de l'électron due à la force électrostatique.

L'électron est « attiré » par la plaque positive (anode). La vitesse acquise pour un déplacement correspondant à une tension U s'écrit :

$$v = \sqrt{2eU/m}$$

Pour des tensions inférieures à 1 kV, la masse relativiste de l'électron est pratiquement égale à sa masse au repos. On a :

$$v = 5,93 \times 10^5 \sqrt{U} \text{ m/s}$$

Le rapport e/m de la charge à la masse de l'électron est une *constante fondamentale de la physique*, appelée **charge spécifique de l'électron** avec :

$$e/m = 1,759 \times 10^{11} \text{ C/kg}$$

J.J. THOMSON détermina ce rapport en 1899 en étudiant la déviation de la trajectoire d'électrons dans les champs électriques.

Si la vitesse initiale v_0 est parallèle au champ E , la vitesse acquise v s'ajoute à la vitesse initiale. Si la vitesse initiale v_0 est perpendiculaire au champ E , la trajectoire de l'électron est une parabole dans le plan défini par v_0 et E . La vitesse v peut être décomposée en deux composantes : v parallèle à v_0 ; v perpendiculaire à v_0 . On a :

$$v_{//} = v_0 \text{ et } v_{\perp} = (e/m)El \text{ } v_0.$$

avec l : longueur de plaques traversée. Soit β l'angle de déviation, on a :

$$\tan \beta = (e/m)El \text{ } v_0^2$$

Électrons dans un champ magnétique

Un électron se déplaçant à la vitesse v dans un champ magnétique B subit la force magnétique (force de Lorentz) F_m (voir p. 247). On a :

$$F_m = -e v \wedge B$$

F_m est donc perpendiculaire à v et à B .

Si v_0 , vitesse à l'entrée dans le champ B , est perpendiculaire à B , la trajectoire de l'électron est plane (plan contenant v_0 et perpendiculaire à B), circulaire de rayon r avec :

$$r = mv_0/(eB)$$

avec B : valeur de B .

Le mouvement est uniforme, c.-à-d. que la valeur de la vitesse reste constante et égale à v_0 , seule la direction de l'électron change.

Le temps de parcours τ de la trajectoire d'une circonférence (période) est indépendant de la vitesse. On a :

$$\tau = 2\pi m/(eB)$$

Utilisation : Mesure de e/m . Un électron préalablement accéléré par une tension U et pénétrant dans un champ magnétique B décrit une trajectoire circulaire avec (voir p. 247) :

$$e/m = 2U/(r^2 B^2)$$

Si les électrons se trouvent dans un récipient en verre contenant un gaz sous faible pression (environ 0,1 Pa), les molécules deviennent luminescentes sous l'impact des chocs. Le rayon r de la trajectoire ainsi visualisée peut être mesuré.

Si v_0 n'est pas perpendiculaire à B , les électrons s'enroulent en hélice autour des lignes de champ magnétique (voir p. 247). La composante transversale de la vitesse leur confère un mouvement circulaire, tandis que la composante longitudinale les entraîne dans un mouvement rectiligne uniforme selon B .

La hauteur h correspondant au pas de vis s'écrit :

$$h = (2\pi mv_0/(eB)) \cos \beta$$

avec β : angle formé par les vecteurs v_0 et B .

Aurores polaires. Des électrons éjectés du Soleil bombardent des atomes de l'ionosphère. Les électrons et les ions formés sont piégés dans le champ magnétique. Les atomes ou molécules de la haute atmosphère, excités par les chocs, émettent de la lumière en se déséxcitant.

Électrons dans des champs électrique et magnétique superposés

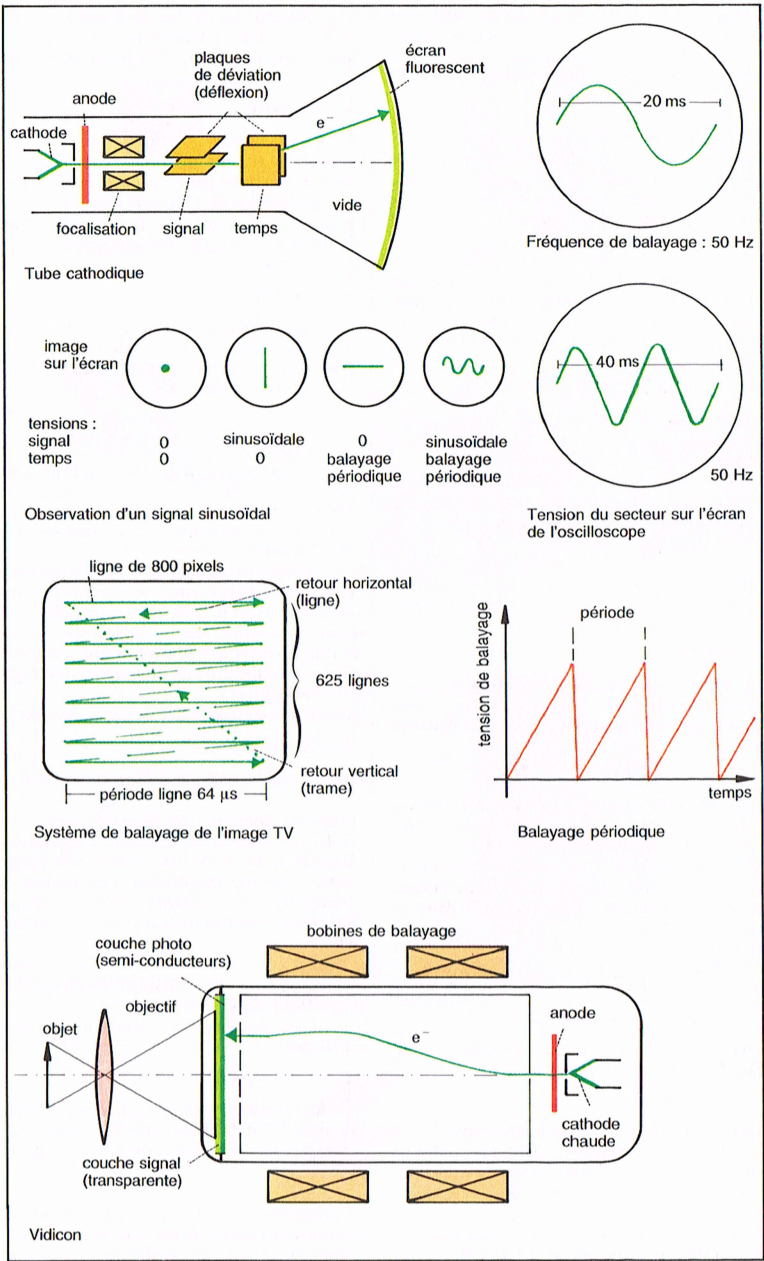
Les forces électrique et magnétique agissent simultanément.

$$F = -e(E + v \wedge B)$$

On peut orienter E et B de façon que les forces électrique et magnétique aient la même direction et des sens différents ; on a $F_e = F_m$ pour :

$$v = E/B$$

Utilisation : Le *filtre de vitesse* ; seuls les électrons ayant la vitesse ainsi définie ont un mouvement rectiligne uniforme.



KARL FERDINAND BRAUN (1850-1918 ; prix Nobel 1909) réalisa en 1897 le *tube de Braun* encore appelé *tube cathodique* ou *oscilloscope* (ou *oscillographe*) *cathodique*.

Fonctionnement

Le tube cathodique est muni d'un *canon à électrons*, c.-à-d. une cathode chauffée émettant des électrons en direction d'une anode percée appelée *cylindre de Wehnelt*, du nom du physicien ARTHUR WEHNELT (1871-1944) qui l'inventa au début du siècle. L'intensité d'émission est contrôlée par le réglage de la tension entre la cathode et ce Wehnelt. Un système d'électrodes focalise les électrons en un fin faisceau (voir p. 167). D'autres électrodes (*plaques ou condensateurs de déviation*), disposées orthogonalement, permettent de dévier le faisceau proportionnellement à des tensions appliquées horizontalement et verticalement. Les électrons sont alors projetés sur un *écran luminescent* sur lequel ils produisent un impact lumineux.

La couche mince recouvrant la face interne de l'*écran luminescent* est constituée de sulfures de Zn ou de Cd. Lors de l'impact, une partie (<10 %) de l'énergie cinétique des électrons est transformée en lumière.

L'ensemble se trouve dans un tube à vide dont la forme rappelle une poire.

Une tension alternative appliquée aux plaques de déviation horizontales (C1) donne sur l'écran un segment horizontal, une tension alternative appliquée aux plaques de déviation verticales (C2) donne un segment vertical.

La tension analysée, correspondant au *signal*, est appliquée aux plaques C2 tandis que les plaques C1 sont soumises à une *tension de balayage*.

Une tension de balayage croît linéairement en fonction du temps puis tombe brusquement à zéro, et ainsi de suite de façon périodique.

Si la tension du signal et la tension de balayage sont appliquées simultanément, le déplacement du spot sur l'écran permet de visualiser en coordonnées cartésiennes la tension du signal en fonction du temps (tension du signal en ordonnée, temps en abscisse) ; plus le signal est de période brève, plus la tension de balayage doit avoir une fréquence élevée.

Exemple : Pour la tension du réseau public, de fréquence 50 Hz, une tension de balayage de période 20 ms permet d'observer une période entière de courbe sinusoïdale sur l'écran ; pour un signal de période 100 ms et une tension de balayage 10 Hz, on observe au plus *cinq* extremums de la courbe.

Des appareils modernes permettent d'analyser des signaux dont la période est de l'ordre de la nanoseconde ; la fréquence de la tension de balayage est alors de l'ordre du gigahertz.

L'optique électronique permet de régler la luminosité de la courbe.

Tubes-image

Le *tube de télévision*, dans le cas de la *télévision en noir et blanc*, ne diffère pas fondamentalement du tube d'oscilloscopes. On y retrouve un canon à électrons (cylindre de Wehnelt), plusieurs électrodes de commande mais aussi un bloc de déviations magnétiques (*déflexion magnétique*) contrôlant le faisceau électronique, lequel balaie la face avant du tube (écran) recouverte d'une substance luminescente contenant des *luminophores* qui deviennent lumineux lorsqu'un pinceau d'électrons les atteint. Les bobines peuvent être placées à l'extérieur puisque le verre est transparent pour le champ magnétique. La déviation par le champ magnétique étant plus importante, le tube-image est plus plat. La tension anodique est de 10 kV à 30 kV. Le réglage de la luminosité est automatique. Une couche réfléchissante très mince se trouve à l'intérieur de la couche luminescente. L'image est plus lumineuse, la partie de lumière émise vers l'intérieur par la substance luminescente étant réfléchie vers le téléspectateur.

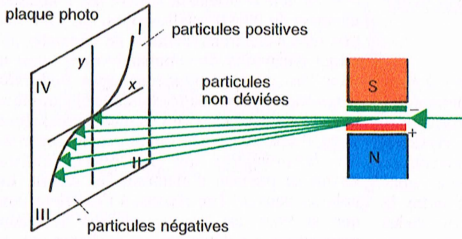
Dans le cas de la *télévision en couleurs*, trois canons à électrons sont disposés côte à côte, pour les couleurs bleu, vert et rouge. Une grille, le *masque*, permet à chaque pinceau d'électrons d'un canon de n'atteindre que les luminophores correspondant à l'une des couleurs fondamentales.

Tubes de prise de vues

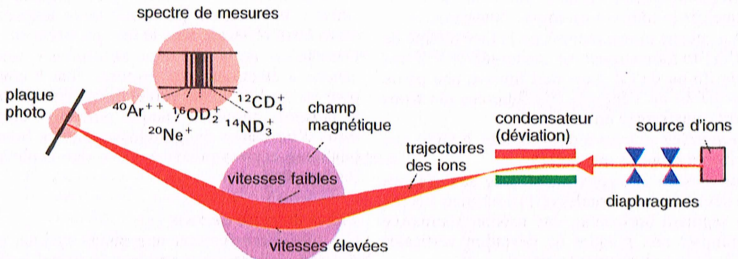
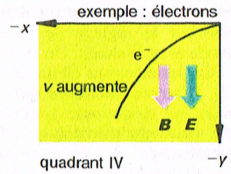
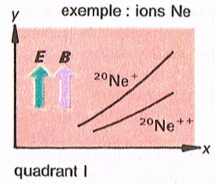
Ces tubes transforment une image optique en signaux électriques constituant le *signal vidéo composite* qui peut être reçu par un téléviseur. Ce signal transporte les informations nécessaires à la reconstitution de l'image (luminosité, couleur) et les « tops » de synchronisation pour le balayage de l'écran. Il existe différents types de caméscope, entre autres l'iconscope, le superorthicon et le vidicon.

Le principe du *vidicon* repose sur l'effet photoélectrique interne (voir p. 305). L'objectif de la caméra forme une image de l'objet sur une mince couche formée de substances émissives semi-conductrices. Chaque point prend une charge proportionnelle à l'intensité lumineuse qui le frappe, la décharge étant assurée par le balayage du faisceau cathodique. L'ensemble des courants de décharge constitue le signal de télévision.

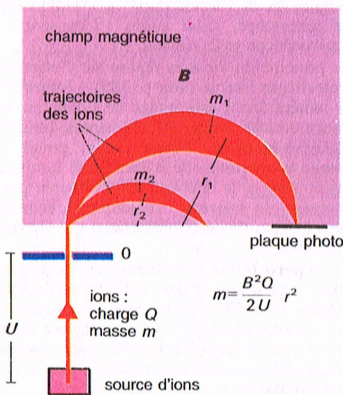
Le *superorthicon* fonctionne de façon similaire, mais il repose sur l'effet photoélectrique externe. Une cible très mince reçoit les électrons de la photocathode et l'on a sur sa face interne une image électronique. Les électrons repoussés par la cible traversent un multiplicateur d'électrons entourant le canon à électrons.



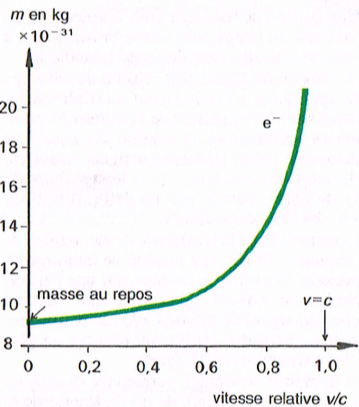
Méthode de la parabole de Thomson



Spectromètre de masse d'Aston



Spectromètre de masse de Dempster



Masses de l'électron en fonction de sa vitesse relative

La déflexion (déviation) par des champs des particules chargées dépend de la vitesse v de la particule de façon différente selon qu'il s'agit d'un champ électrique ou d'un champ magnétique.

Dans un champ magnétique, le rayon de courbure de la trajectoire de la particule est proportionnel à son impulsion (quantité de mouvement), donc à v ; dans un champ électrique, le rayon de courbure de la trajectoire est proportionnel à l'énergie cinétique de la particule, donc à v^2 .

Ces propriétés permettent de mesurer la charge spécifique q/m d'une particule par l'étude de la déflexion dans des champs électrique et magnétique combinés. q et m désignent respectivement la charge électrique et la masse de la particule.

La mesure de q/m fut historiquement importante. En 1899, EMIL JOHANN WIECHERT (1861-1928), après avoir précisé la charge spécifique pour l'électron, en déduisit sa masse qui s'avéra très faible comparée à celle de l'atome d'hydrogène (1/1836).

Deux ans plus tard, W. KAUFMANN montra qu'il y avait un lien entre v et e/m , ce qui impliquait une relation entre masse et vitesse (voir p. 307).

La **méthode de la parabole** fut exposée par JOSEPH THOMSON (1856-1940) en 1913. En activant simultanément un électroaimant et un condensateur, on peut superposer dans un même espace un champ électrique et un champ magnétique de façon que E et B soient parallèles. Si un faisceau d'électrons ou d'autres particules chargées pénètrent en ligne droite dans cet espace alors que l'électroaimant et le condensateur ne sont pas actifs, ce faisceau poursuit sa trajectoire rectiligne et frappe en un point une pellicule photosensible. Ce point O constitue une origine dans un repère cartésien (O; x , y). Le champ électrique, actif, dévie le faisceau dans la direction verticale, y . On a :

$$y \propto Eq/(mv^2)$$

avec E : intensité du champ électrique ; q : charge électrique de la particule ; m , v , : masse et vitesse de la particule.

Le champ magnétique, actif, dévie la particule dans la direction horizontale, x . On a :

$$x \propto Bq/(mv)$$

avec B : intensité du champ magnétique.

Si les champs électrique et magnétique sont simultanément actifs, pour des particules de charges spécifiques égales, on a :

$$y \propto (mE/(qB^2))x^2$$

Cette équation décrit une trajectoire parabolique de sommet O. Tous les impacts de particules de même charge spécifique sont situés sur une

même branche de parabole. Le quadrant impressionné dépend du signe de la charge de la particule et du sens de B . Plus la vitesse est élevée, plus le point d'impact est proche de O.

Pour différentes valeurs de la charge spécifique, les branches de parabole ont des concavités plus ou moins accentuées.

Utilisation : Outre la mesure de la charge spécifique, la séparation des isotopes et l'analyse chimique.

Spectromètre de masse

FRANCIS ASTON (1877-1945) imagina en 1919 un système dérivé de la méthode de la parabole, qui lui valut le prix Nobel de chimie en 1922.

Les champs électrique et magnétique ne sont plus superposés dans le même espace, mais utilisés successivement. Les particules à étudier sont d'abord ionisées (chambre d'ionisation), puis accélérées par un champ électrique qui leur confère une certaine vitesse (tension accélératrice). Elles pénètrent alors, en un fin faisceau, dans un champ magnétique perpendiculaire au champ électrique accélérateur, et, par conséquent, à la vitesse v de pénétration dans le champ magnétique. La trajectoire y est circulaire et le point d'impact sur une pellicule photosensible, après un demi-tour, dépend de la charge spécifique de la particule. Cet appareil permet d'évaluer une différence de masse inférieure à la masse d'un électron.

Utilisation : Séparation des isotopes, analyse chimique.

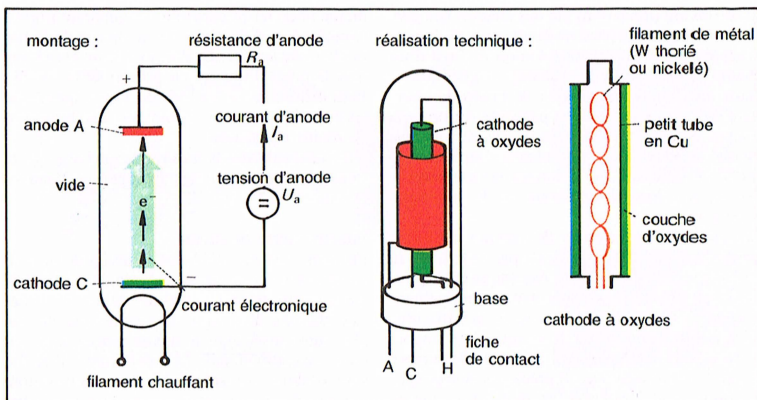
Masse et vitesse

Avec des particules de même charge spécifique mais animées de très grande vitesses, la méthode de la parabole donne des branches de parabole différentes. Toutes les mesures montrent que la charge spécifique dépend alors de v (voir aussi p. 307). L'explication en est que la masse d'une particule croît avec sa vitesse. En 1904, HENDRIK ANTOON LORENTZ (1853-1928) énonça la formule :

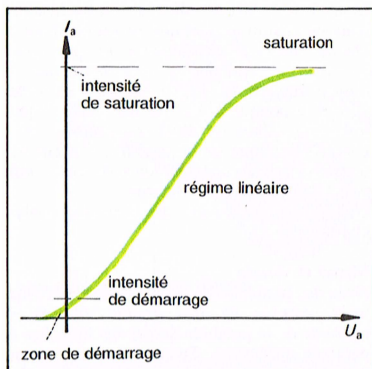
$$m = m_0 / \sqrt{1 - (v/c)^2}$$

avec m_0 : masse de la particule au repos ($v = 0$) ; m : masse de la particule en mouvement (vitesse v) ; $c = 2,9979 \times 10^8$ m/s, vitesse de la lumière dans le vide.

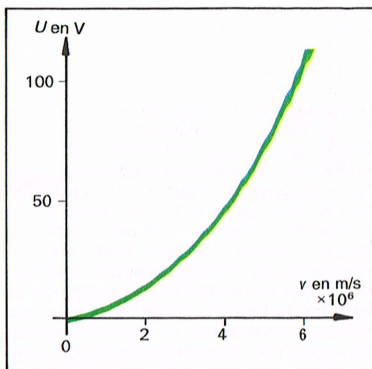
Cette formule est à la base de la *théorie de la relativité*. Elle est valable pour toutes les valeurs de la vitesse, mais nécessaire seulement dans le cas de vitesses très élevées (voir p. 345).



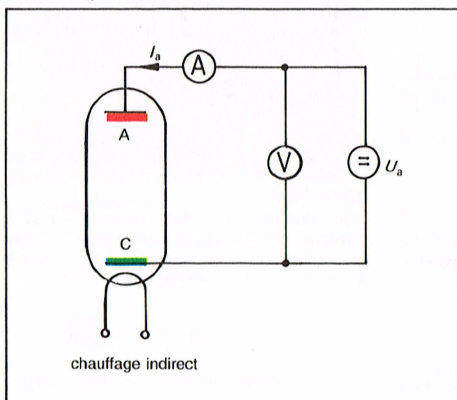
Diode à vide



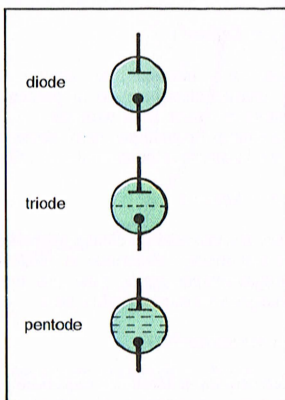
Caractéristique d'une diode



Vitesse de l'électron et tension accélératrice



Montage d'une diode électronique



Symboles

Le **tube électronique** se compose d'une ampoule de verre scellée où règne le vide (tube à vide), comprenant au moins deux électrodes, **cathode** et **anode**, qui peuvent être portées à différents potentiels, avec création d'un champ électrique dans l'espace intermédiaire.

La **cathode**, la plupart du temps une *cathode chaude*, émet des électrons. L'**anode**, électriquement positive par rapport à la cathode émissive, attire les électrons.

Au moyen d'une ou plusieurs électrodes supplémentaires, on peut contrôler le *courant électronique* I_e et concevoir des tubes répondant à diverses fonctions.

La cathode est constituée d'un fil de métal qui, chauffé directement ou indirectement, subit une agitation thermique telle que des électrons sont extraits de sa surface (voir p. 305). Il s'agit le plus souvent d'une **cathode à oxydes**, c.-à-d. que le filament de métal (tungstène thorié ou nickelé) est recouvert d'oxydes divers.

A l'intérieur du tube électronique le vide est créé afin que

- les chocs entre électrons et molécules de gaz soient les plus rares possibles,
- la surface chaude de la cathode ne soit pas oxydée.

L'**anode**, positive, est en face de la cathode. La différence de potentiel entre l'anode et la cathode, U_a , est appelée **tension anodique**. Le plus souvent inférieure à 100 V, elle peut – par ex. dans les tubes de Roentgen – atteindre quelques centaines de volts. Autour de l'anode circule le **courant d'anode** I_a , et la *perte de puissance anodique* correspondante s'écrit $U_a I_a$.

Pour un électron dans un tube électronique on a :

$$E_c = eU$$

avec E_c : énergie cinétique acquise par l'électron accéléré par la tension U entre deux électrodes ; e : charge élémentaire (valeur absolue de la charge électrique de l'électron) ; U : tension accélératrice. Si l'électron va de la cathode à l'anode, $U = U_a$.

La vitesse initiale des électrons est négligeable. Il s'ensuit

$$v = \sqrt{2eU/m}$$

avec v : vitesse acquise par l'électron accéléré par une tension U ; m : masse de l'électron.

On remarque une analogie entre cette formule et celle exprimant la vitesse acquise par un corps en chute libre de hauteur h sans vitesse initiale (voir p. 35).

$$v = \sqrt{2gh}$$

Pour un champ électrique uniforme dans le tube électronique, la densité de courant j entre la cathode et l'anode s'écrit

$$j = env$$

avec n : nombre d'électrons par unité de volume (m^{-3}) entre les deux électrodes.

L'intensité du courant électronique s'écrit donc :

$$I_e = jS$$

où S désigne l'aire de la section transversale du domaine où règne le champ électrique, entre la cathode et l'anode.

Soit R_i la **résistance interne** du tube, la loi d'Ohm s'écrit :

$$R_i = U_a / I_a$$

En réalité, n dépend du lieu et S n'est pas constant entre la cathode et l'anode ; de plus, le champ électrique n'est pas uniforme et R_i dépend des conditions de fonctionnement. Les formules données plus haut ne sont valables qu'en première approximation.

Les courbes décrivant le fonctionnement d'un tube électronique sont appelées **courbes caractéristiques**.

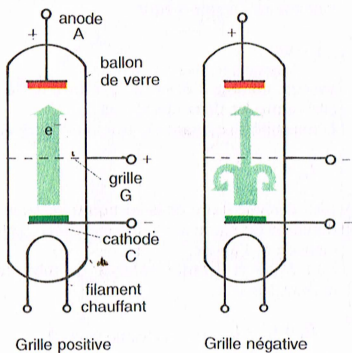
Exemple : **Caractéristique courant-tension** du tube électronique le plus simple, la diode (voir ci-dessous). Pour de très faibles tensions, il se forme un nuage d'électrons libres autour de la cathode, créant une charge d'espace qui repousse vers la cathode les nouveaux électrons émis. Si la tension augmente, en théorie $I_a \propto \sqrt{U}$ et si U devient suffisamment élevée, la charge d'espace disparaît, l'anode absorbe autant d'électrons qu'en émet la cathode : c'est le *courant de saturation*. Pour $U_a = 0$, $I_a \neq 0$ car quelques électrons possèdent l'énergie cinétique suffisante pour atteindre l'anode. Certains électrons – rares – peuvent même posséder une énergie cinétique suffisante pour vaincre la force électrique opposée et atteindre l'anode lorsque U_a est négatif.

En réalité le champ électrique n'est pas uniforme et $I_a \propto \sqrt{U}^3$. La courbe réelle est rapidement au-dessus de la courbe théorique.

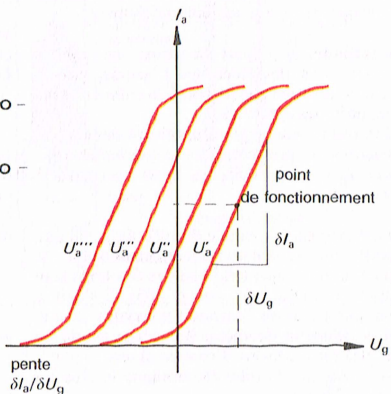
Bruits. L'amplification est limitée par des fluctuations de tension apparaissant, de façon tout à fait aléatoire, dans le récepteur. Par exemple, ces variations se traduisent par des bruits à la radio. On en distingue deux origines :

Effet de grenaille (ou *effet Schottky*), découvert en 1918 par WALTER SCHOTTKY (1886-1976). Le nombre des électrons émis par la cathode chauffée subit des fluctuations au cours du temps autour d'une valeur moyenne. Des variations continues d'intensité se superposent au courant électronique continu.

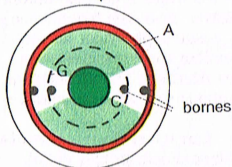
Principe :



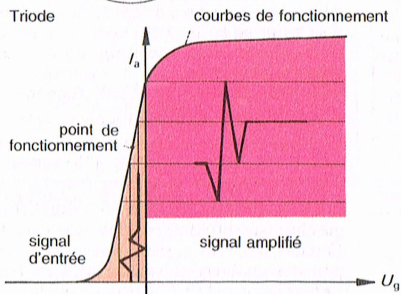
Courbes :
 $I_a = f(U_g) | U_a \text{ constant}$



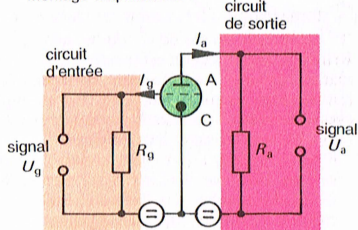
Réalisation technique :



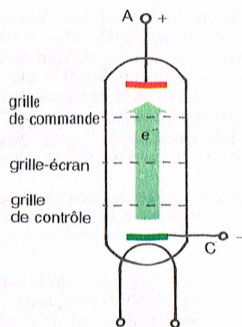
Triode



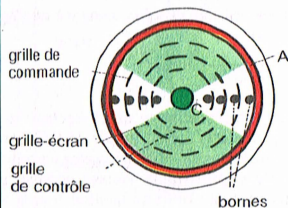
Montage amplificateur :



Principe :



vue en coupe :



Pentode

L'effet *Funkel* provient de la non-homogénéité de l'émission électronique.

L'importance du tube électronique a diminué depuis les années 50. Les tubes ont été supplantés par des éléments en semi-conducteurs. Ils sont encore utilisés en tant que tubes spécialisés (par ex. en radioscopie ou en télévision).

La **diode à vide** est le tube électronique le plus simple. Réalisé vers 1904 par JOHN FLEMING (1849-1945), ce tube ne possède que deux électrodes, une cathode et une anode en regard, ou bien une anode cylindrique (plaque) entourant la cathode.

Utilisation : Pratiquement uniquement en tant que **redresseur** de courant alternatif, c.-à-d. pour transformer un courant alternatif en courant de sens constant (voir p. 291). Ce tube est appelé également *diode à cathode chaude*. Les électrons émis par un filament chaud ou par une cathode chauffée par un filament ne sont attirés par l'anode que lorsque le potentiel de celle-ci est supérieur à celui de la cathode. Si la diode est alimentée par une tension alternative, le courant ne passe que pendant la demi-période pendant laquelle l'anode est positive (diode alternativement *passante* et *bloquée*). La partie négative de la courbe du courant alternatif est supprimée (voir p. 286). L'espace anode-cathode est donc un *conducteur unidirectionnel*.

Le redresseur *bidirectionnel* comporte deux diodes montées en parallèle, leurs anodes étant, par ex., alimentées par les deux extrémités du secondaire d'un transformateur. Pendant une demi-période, le courant passe dans l'une des diodes ; pendant la demi-période suivante, le courant passe dans l'autre.

La **triode à vide** a été imaginée en 1906 par LEE DE FOREST (1873-1961). Conçue de la même façon que la diode, elle comporte, entre l'anode et la cathode, une troisième électrode constituée par un fil hélicoïdal ou une grille à fines mailles. La tension U_g appliquée à cette troisième électrode, dite *grille de commande*, agit fortement sur la valeur de la charge d'espace et règle ainsi le flux d'électrons arrivant sur la plaque, donc l'intensité du courant anodique (ou courant plaque) I_a . La courbe *caractéristique de la tension grille* représente la variation du courant anodique I_a en fonction de U_g pour une tension anodique U_a constante. Les courbes obtenues pour différentes valeurs de U_a constituent un réseau de courbes caractéristiques à montées parallèles. Le **point de fonctionnement** normal du tube électronique se trouve au milieu de la partie linéaire croissante de la courbe.

Les grandeurs suivantes, qui décrivent le fonctionnement de la triode ou de tout autre tube à plusieurs grilles, sont appelées *caractéristiques, paramètres* ou encore (improprement) *constantes* du tube.

Pente S de la caractéristique, avec U_a = constante :

$$S = \partial I_a / \partial U_g$$

S , qui a la dimension d'une conductance, est mesurée en mA/V.

Efficacité E , avec I_a = constante :

$$E = - \partial U_g / \partial U_a$$

Une faible variation de U_g peut provoquer la même variation de I_a qu'une variation bien supérieure de U_a .

Le paramètre E rend compte du rapport de ces deux effets.

Résistance interne R_i , avec U_g = constante :

$$R_i = \partial U_a / \partial I_a$$

R_i se mesure en ohm avec I_a : courant d'anode ; I_g : courant de grille ; U_a : tension de l'anode ; U_g : tension de la grille.

La **tension de commande** de la grille s'écrit :

$$U_c = U_g + EU_a$$

Les trois paramètres sont reliés par l'expression :

$$SER_i = 1$$

De plus on a :

$$I_a = S(U_g + EU_a)$$

Utilisation : La triode est en premier lieu un **amplificateur** de tension. Si une résistance R_c est insérée dans la connexion d'anode d'un tube triode (on dit que le tube est *chargé*), toute variation du courant d'anode développe aux bornes de la charge R_c une tension amplifiée. Le **facteur d'amplification K** est défini par :

$$K = |U_a / U_g|$$

On a : $K = -S(R_c R_i) / (R_c + R_i)$

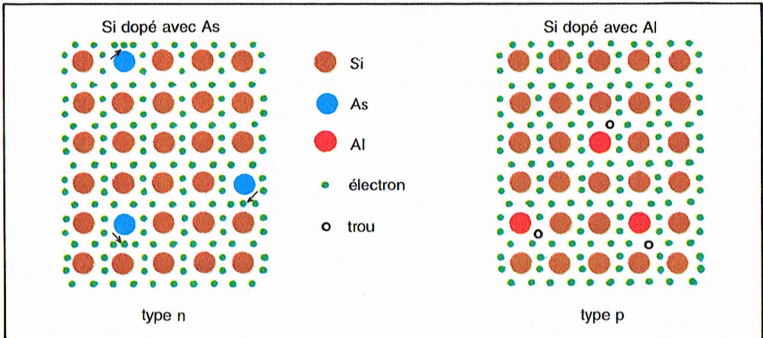
Pour des amplifications importantes, la caractéristique doit être la plus verticale possible. On a, pour le facteur d'amplification maximum $K_{\max}$:

$$K_{\max} = 1/E$$

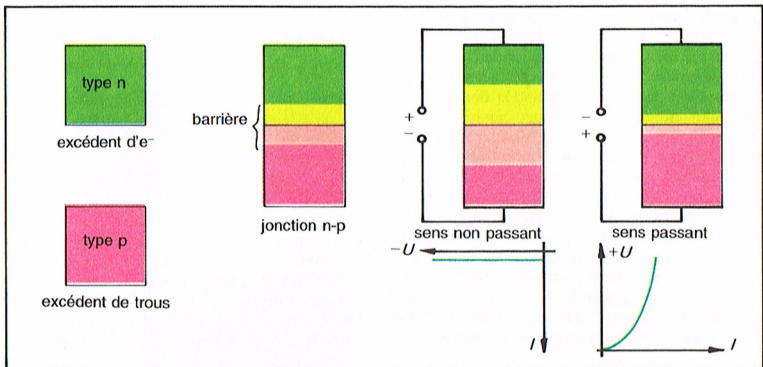
Il est rarement atteint.

Tétrodes. Le principal inconvénient du tube triode est l'effet de rétroaction dû à la présence de la capacité anode-grille. Dans une tétrade, une deuxième grille maintenue à un potentiel fixe peut, formant écran, réduire sensiblement cet effet. Pour que l'attraction exercée par l'anode sur les électrons émis par la cathode ne s'en trouve pas réduite, il faut que le potentiel de cet écran soit positif. L'accélération, fixe, des électrons rend le courant d'anode beaucoup moins dépendant de la différence de potentiel anode-cathode.

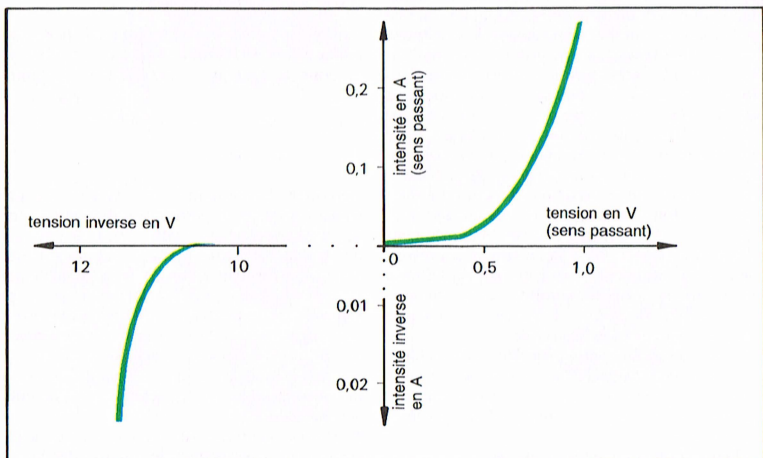
Pentodes, hexodes, etc. sont des tubes à plusieurs grilles permettant de commander le courant d'anode par des tensions d'origines diverses.



Cristaux dopés



Fonctionnement d'une diode semi-conductrice



Caractéristique d'une diode Zener

Les semi-conducteurs utilisés en électronique sont principalement des cristaux très purs de germanium Ge ou de silicium Si *dopés*, c.-à-d. avec addition d'impuretés déterminées, éléments du III^e et du V^e groupes de la classification périodique. On utilise notamment l'aluminium Al, le gallium Ga, l'indium In, l'arsenic As et l'antimoine Sb (voir p. 339).

Semi-conducteur de type n. Les atomes As et Sb possèdent 5 électrons (e⁻) sur leur couche externe. Si l'on introduit quelques atomes dans le réseau du cristal (Ge par ex.) dont les atomes possèdent 4 e⁻ de valence, l'atome de l'élément introduit possède un e⁻ de valence de plus. 4 des e⁻ de valence et l'impureté se trouvent donc utilisés pour constituer les liaisons du réseau et, pour chaque atome d'impureté introduit, un e⁻ se trouve donc en excès. Cet e⁻ devient facilement libre et participe à la conduction dès la température ordinaire. L'atome étranger se comporte en *donneur* d'e⁻.

Semi-conducteur de type p. Les atomes Al ou In possèdent 3 e⁻ de valence. Introduits dans le réseau du cristal, les 3 e⁻ de valence sont insuffisants pour entrer dans quatre liaisons de covalence. Un des doublets électroniques est incomplet, ce qui correspond à une lacune que peut combler un e⁻ provenant d'une autre liaison. L'atome étranger se comporte en *accepteur* d'e⁻ et la bande de valence devient conductrice grâce aux lacunes positives.

Sous une tension convenable, les e⁻ circulent en direction du pôle positif, tandis que les *trous* (lacunes), que l'on peut considérer comme des charges positives, se déplacent vers le pôle négatif.

Les éléments semi-conducteurs présentent des avantages exceptionnels par rapport aux tubes électroniques (voir pp. 313-315).

Ils sont *petits* ; de plus ils consomment moins d'énergie. Des montages à très hautes fréquences (Ghz et Thz) sont possibles car :

durée minimale de branchement = longueur active de l'élément/vitesse de la lumière

Ils sont *peu coûteux, fiables* et d'une *bonne durée de vie*. Ils sont utilisés pour le fonctionnement des batteries ou des appareils portables.

Ils ne nécessitent *aucune chaleur* puisque les porteurs de charge n'ont pas à être initialement fabriqués. Ils sont toujours prêts.

La vitesse des porteurs de charge, appelée **vitesse de diffusion** v_d dans le semi-conducteur, s'écrit :

$$v_d = \mu E$$

avec μ : mobilité (voir p. 227) des porteurs de charge, en m²/(V · s) ; E : valeur du champ électrique.

Contrairement au cas des tubes électroniques, la vitesse des porteurs de charge dans les semi-conducteurs est constante et très faible, < 1 mm/s.

Si le champ électrique est uniforme dans le semi-conducteur, pour une température constante, la densité de courant j entre les électrodes est donnée par :

$$j = en\mu U/d$$

avec e : charge électrique élémentaire (charge des porteurs de charge) ; n : nombre de porteurs de charge par unité de volume (par m³) ; U : tension ; d : distance entre les électrodes.

L'intensité I du courant dans le semi-conducteur s'écrit :

$$I = jS$$

où S désigne l'aire de la section transversale du semi-conducteur.

Il s'agit de la loi d'Ohm (voir p. 227).

Cette relation n'est valable que pour de faibles densités de courant. D'une façon générale on a :

$$j \approx \epsilon_0 \epsilon_r \mu U^2/d^3$$

avec ϵ_0 : permittivité du vide (constante universelle), $1/4\pi \epsilon_0 = 9 \cdot 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2/\text{C}^2$; ϵ_r : permittivité relative du semi-conducteur.

Les courbes **caractéristiques** décrivent le comportement du semi-conducteur.

Exemple : **Caractéristique-courant-tension** du semi-conducteur le plus simple, la *diode à cristaux* – ou *diode à jonction* – (voir p. 319), constituée de deux couches semi-conductrices de types différents p et n accolées. Si une telle diode est soumise à une tension continue, avec les régions de types n et p respectivement reliées aux pôles négatif et positif, les porteurs de charge circulent, du fait du champ électrique, vers la jonction ; un courant I s'établit dans le circuit de la diode.

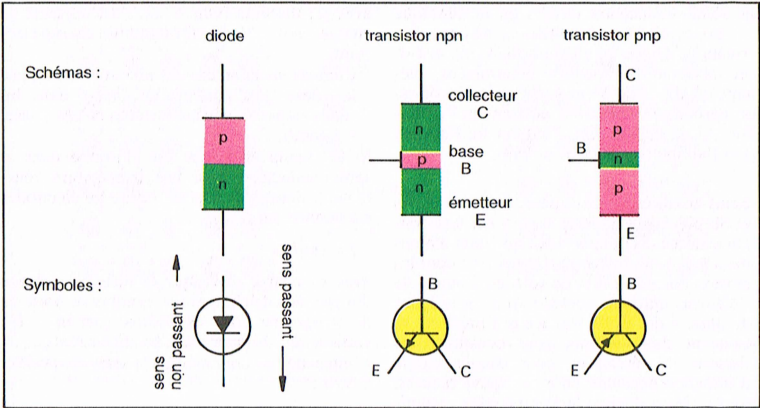
$$I = I_0(\exp(e|U|/kT) - 1)$$

avec I_0 : *courant d'inversion*, grandeur dépendant de la température ; k : = $1,381 \times 10^{-23} \text{ J/K}$: constante de Boltzmann ; T : température absolue en kelvin (K).

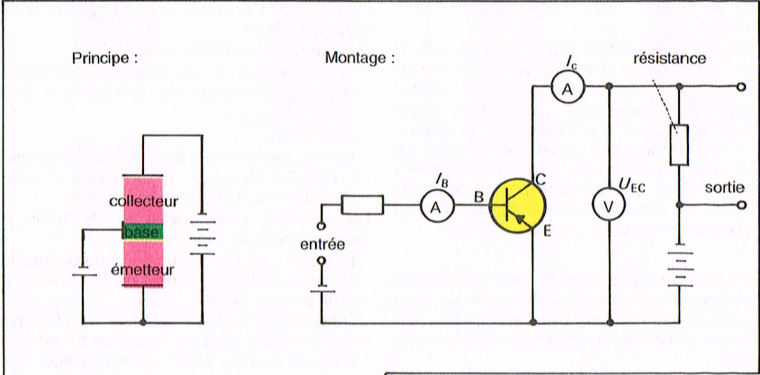
La caractéristique démarre à l'origine, puis monte rapidement.

Si l'on inverse la polarité du générateur, les électrons et les trous s'éloignent de la jonction ; il se crée une zone démunie en charges mobiles, incapable de conduire le courant sinon un courant de très faible intensité ($I \approx 0$). La jonction est alors pratiquement isolante.

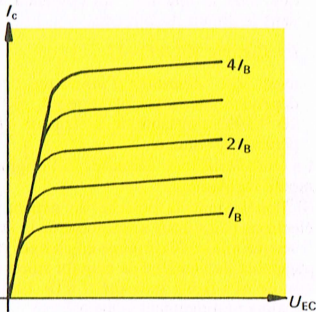
Pour des valeurs de tensions très élevées en sens inverse, le courant inverse se met brusquement à varier exponentiellement.



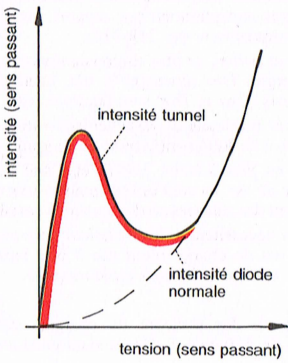
Composants semi-conducteurs



Caractéristiques :



Montage émetteur d'un transistor pnp



Caractéristique de la diode tunnel

Bruits (voir bruits des tubes électroniques p. 313). Le phénomène apparaît lors de fortes tensions du collecteur.

Diode à cristaux (ou diode à jonction ou diode à semi-conducteurs). C'est le plus simple des éléments semi-conducteurs : une couche type n et une couche type p sont accolées.

Ce type de diode est un prolongement de la *diode à pointe*, constituée d'une pointe métallique en contact avec un semi-conducteur. Il se crée ainsi une mini-jonction p-n.

Sans polarisation électrique, c.-à-d. circuit ouvert (pas de courant), les charges positives du côté n de la jonction et les charges négatives du côté p, qui ont tendance à s'attirer, forment une barrière. En effet, les e^- en surnombre du côté n diffusent vers le côté p tandis que les trous en surnombre du côté p diffusent vers le côté n, créant un courant électrique appelé **courant de diffusion**. À la jonction se crée ainsi une zone dégaunie ou **zone de déplétion**, encadrée par des charges positives du côté n et négatives du côté p, formant une barrière de potentiel qui annule le passage du courant à l'équilibre.

Deux cas sont à distinguer :

1) **Polarisation inverse.** Soit une électrode négative appliquée à l'extrémité de la partie p, l'électrode positive étant appliquée à l'extrémité de la partie n, les e^- et les trous continuent à s'écarter, et la zone de déplétion s'épaissit. La barrière de potentiel est renforcée, ce qui rend impossible toute circulation des porteurs majoritaires des deux signes. La jonction polarisée en sens inverse est dite **bloquée**. Toutefois, les porteurs minoritaires (trous dans la partie n et e^- dans la partie p) sont attirés respectivement par chaque électrode et un faible courant, dit **courant inverse**, apparaît.

2) **Polarisation directe.** L'électrode positive appliquée à l'extrémité de la partie p, la zone de déplétion devient plus mince. Si le potentiel de cette électrode augmente, l'effet de barrière est annulé et un flot d' e^- traverse la jonction. De même, l'électrode négative appliquée à l'extrémité de la partie n permet à un flot de porteurs positifs de traverser la jonction. Un courant intense circule d'une électrode à l'autre. La jonction est **passante**.

Utilisation : En tout premier lieu pour le redressement du courant alternatif, comme la diode à vide (voir p. 315). Avec de telles diodes montées en série, des tensions allant jusqu'à 100 kV peuvent être redressées.

Diodes tunnel. Le dopage en impuretés du semi-conducteur y est plus important. Le courant décroît au lieu de croître avec la tension sur une petite plage de variation de celle-ci.

Utilisation : En amplificateur, et pour générer des ondes électromagnétiques de très haute fréquence ($> 10^{11}$ Hz).

Diodes Zener. Sa caractéristique présente un décrochement pour une certaine valeur de la tension inverse.

Utilisation : Stabilisation des alimentations de tension.

Diodes électroluminescentes (DEL). Ces diodes, polarisées en inverse, émettent de la lumière, le plus souvent rouge.

Utilisation : Réalisation d'afficheurs.

Transistor. Découvert en 1948 par JOHN BARDEEN, WALTER BRATTAIN et WILLIAM SHOCKLEY (prix Nobel commun en 1956). Le mot transistor recouvre des composants assez divers.

Le transistor se compose de trois couches semi-conductrices : soit une région de type n entre deux régions de type p (**transistor pnp**), soit une région de type p entre deux régions de type n (**transistor npn**). La région moyenne, en général très mince ($< 0,1$ mm), est la **base B** (et correspond à la grille de commande). Les régions extrêmes sont l'**émetteur E** (correspondant à la cathode de la triode) et le **collecteur C** (joue le rôle de l'anode dans la triode, en rassemblant les porteurs de charge). S'il est convenablement polarisé avec une pile, par la commande du courant électrique de la base on peut agir sur le fonctionnement du transistor qui se comporte alors soit en amplificateur soit en interrupteur.

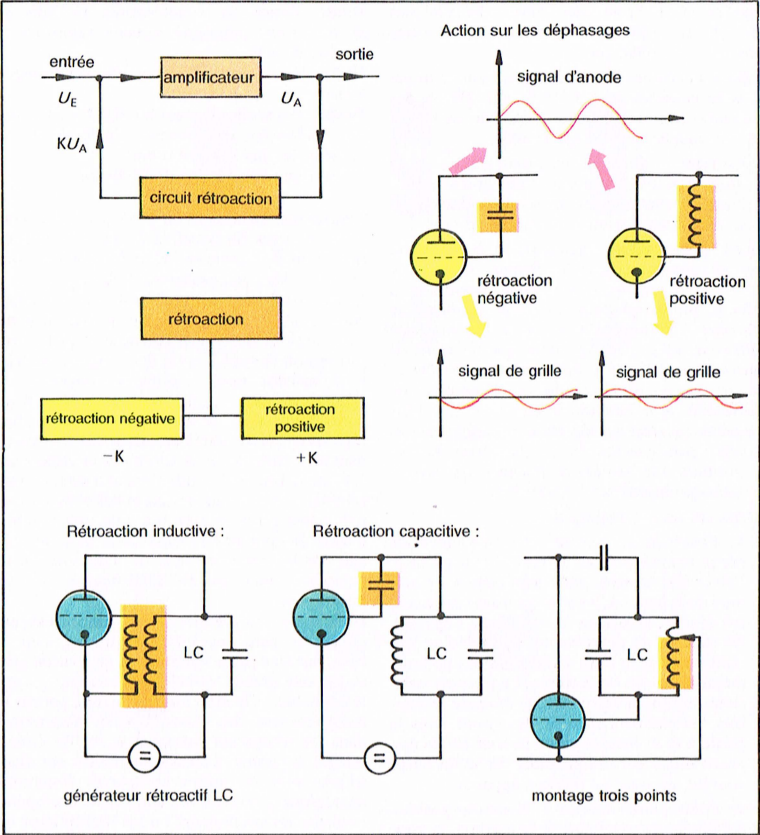
Utilisation : En premier lieu en **amplificateur**. Quand un petit courant I_B est injecté dans la base, une très petite variation de ce courant provoque une grande variation du courant I_C dans le collecteur. Cet effet amplificateur a permis le remplacement des tubes à vide, notamment dans les récepteurs radiophoniques. En circuit intégré, il permet la conception de circuits électriques plus ou moins complexes (fonctions analogiques) comme les amplificateurs opérationnels, les oscillateurs ou les multiplieurs de tension.

Le **facteur d'amplification K** (ou **gain**) est donné par $K = \text{courant collecteur} / \text{courant base}$.

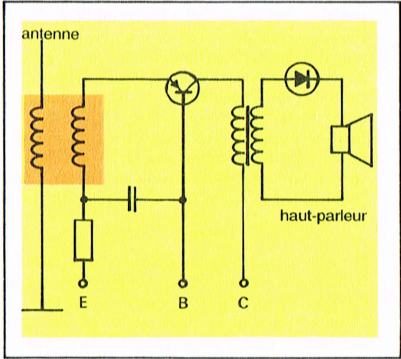
Plus la pente de la caractéristique est grande, plus le facteur d'amplification est élevé. Le gain K peut dépasser 100. Pour obtenir des amplifications plus importantes, on utilise plusieurs transistors.

En **interrupteur**, avec un courant injecté dans la base nul ($I_B = 0$) ou trop élevé, le transistor se comporte respectivement en circuit ouvert (interrupteur ouvert) ou en court-circuit (interrupteur fermé).

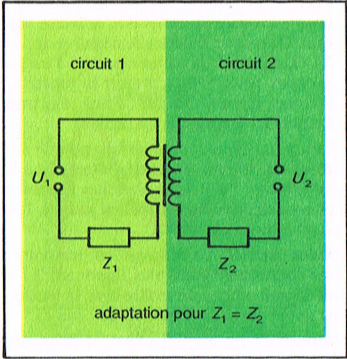
Il existe d'autres types de transistors : dans le transistor à effet de champ (FET) et les transistors MOS (métal-oxyde-semi-conducteur) le courant qui circule dans un canal de semi-conducteur n ou p est commandé par la tension appliquée sur une électrode (la grille), le drain et la source étant les électrodes terminant le canal.



Rétroaction



Récepteur à transistor



Adaptation d'impédance avec un transformateur

Rétroaction. Adaptation d'impédance 321

Lorsqu'une partie de l'énergie à la sortie d'un système se trouve réinjectée à l'entrée, il y a **rétroaction**. Le mécanisme est interne et permet à une caractéristique de l'effet global (sortie) d'agir sur un des facteurs (une des entrées). Certains processus naturels sont pourvus de ce mécanisme.

Exemple : Dans le cas de l'œil, la quantité de lumière incidente détermine le diamètre de la pupille, suite aux impulsions nerveuses provoquées par le flux lumineux au niveau du tissu de la peau.

La rétroaction joue un rôle important en mécanique.

Exemple : Dans l'horloge à balancier, le mouvement des aiguilles est produit par un rouage mis en mouvement par un moteur (poids ou ressort). La dernière roue dentée du rouage a son mouvement réglé par les oscillations du résonateur (pendule régulateur). L'échappement, qui relie le rouage au résonateur, a le double rôle de faire avancer la dernière roue du rouage d'une dent à chaque demi-oscillation du pendule et de compenser les pertes d'énergie dues aux frottements.

Dans un montage électrique avec une entrée et une sortie on a :

$$U_s = KU_e$$

avec U_e : tension (signal) d'entrée ; K : facteur d'amplification du montage (opérateur) ; U_s : tension (signal) de sortie.

L'idée de la rétroaction consiste à prélever tout ou partie du signal de sortie et de le renvoyer vers l'entrée. On a :

$$U'_e = U_e + \beta U_s$$

avec U'_e : tension d'entrée avec rétroaction ; β : **taux de contre-réaction**.

La tension de sortie devient :

$$U_s = KU_e / (1 - \beta K)$$

et le facteur d'amplification réel du montage avec rétroaction :

$$K' = K / (1 - \beta K)$$

β est généralement compris entre 10^{-3} et 10^{-4} . On distingue :

– la **rétroaction positive**, ou **rétroaction en tendance**, dans le sens de la variation, avec $\beta > 0$ et donc $K' > K$.

– la **rétroaction négative**, ou **rétroaction en constance**, en sens inverse de la variation, avec $\beta < 0$ et donc $K' < K$.

– la **rétroaction neutre**, pour $\beta = 0$ et $K = K'$.

Différents éléments permettent de réaliser le mécanisme de rétroaction :

La **rétroaction inductive** s'effectue grâce à une bobine entre la cathode et la grille du tube ; la **rétroaction capacitive** utilise un condensateur ; la **rétroaction de Meissner**, d'après ALEXANDER MEISSNER (1883-1958), est un montage à trois points (voir schémas ci-contre).

La rétroaction peut aussi être réalisée à l'aide d'éléments non électriques.

Exemple : Des couplages indésirables entre microphone et haut-parleur d'un interphone créent des sifflements.

La **rétroaction négative**, ou **rétroaction en constance**, avec $\beta < 0$, est le type de couplage le plus fréquent. Le signal de sortie est déphasé de 180° avant d'être renvoyé à l'entrée. Il s'agit d'un mécanisme contrariant qui s'oppose à la variation pour maintenir constante la caractéristique choisie. Le signal de sortie est **stabilisé**.

Exemple : Si $K = 3 \times 10^4$ et $\beta = -1 \times 10^{-3}$, on a alors avec rétroaction $K' = 3 \times 10^4 / (1 + 30) = 968$

Pour une modification de + 10 %, avec par conséquent $K = 3,3 \times 10^4$,

$$K' = 3,3 \times 10^4 / (1 + 33) = 971$$

le facteur d'amplification réel du montage ne varie que de 0,3 %.

Utilisations : Entretien d'oscillateurs électriques, stabilisation d'installations électriques.

La **rétroaction positive**, ou **rétroaction en tendance**, avec $\beta > 0$, est relativement rare. Le signal de sortie est renvoyé en phase à l'entrée. Il s'agit d'un mécanisme covariant (« explosif ») : si l'écart (ou erreur) est en plus, elle tend à faire croître la caractéristique choisie (mécanisme « explosif ») ; si elle est en moins, elle tend à annuler la valeur de la caractéristique et non l'écart (« extinction »). Il y a déstabilisation du signal de sortie.

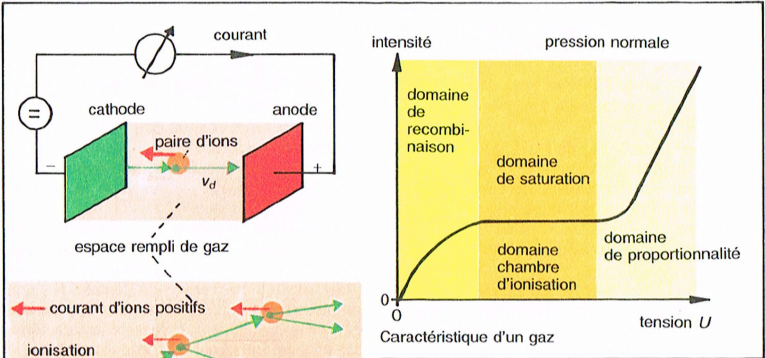
Soit $\beta \geq +1$, il y a alors instabilité et les égalités écrites ci-dessus ne sont plus valables. L'analyse mathématique devient plus complexe.

Adaptation d'impédance

La notion d'impédance est très importante pour la liaison entre divers appareils électroniques afin d'assurer une transmission optimale des signaux. Ainsi, l'impédance d'entrée d'un récepteur de télévision doit être « adaptée », c.-à-d. égale dans ce cas, à l'impédance caractéristique du câble coaxial menant à l'antenne. De même, l'impédance de sortie d'un amplificateur vidéo basses fréquences doit être adaptée à l'impédance des haut-parleurs pour récupérer le maximum de puissance.

Exemple : Adaptation d'impédance à l'aide d'un transformateur. Soit p l'enroulement primaire (circuit 1) et s l'enroulement secondaire (circuit 2), on obtient l'adaptation d'impédance par le choix du rapport de transformation N_p/N_s (voir p. 285) dans l'expression :

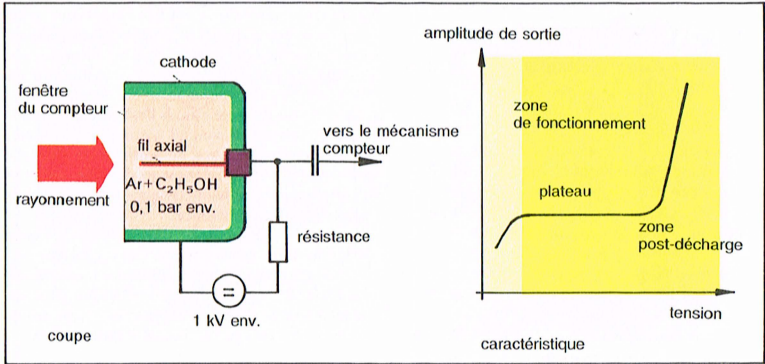
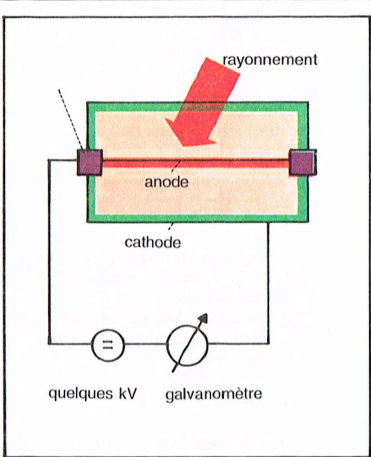
$$Z_1/Z_2 = (U_1 I_2)/(U_2 I_1) = (N_p/N_s)^2$$



Conduction électrique dans les gaz

gaz	μ en $\text{m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \times 10^{-2}$	
	lon +	lon -
benzène	0,18	0,21
iodure de méthyle	0,23	0,23
acétylène	0,71	0,86
dioxyde de carbone	0,79	0,95
azote	1,29	1,82
oxygène	1,33	1,8
argon	1,37	1,7
hélium	5,1	6,3
hydrogène	5,7	8,6

Mobilité des ions dans l'air
(pression normale, 18 °C)



Compteur Geiger-Müller

Les gaz, dans leur état normal, sont isolants. S'ils contiennent des porteurs de charges (ions, e⁻), ils conduisent alors le courant électrique.

Le rayonnement cosmique, en altitude, ainsi que la radioactivité naturelle, sont à l'origine de la présence permanente de ces particules chargées dans l'atmosphère. A proximité du sol, la densité naturelle des ions dans l'air est d'environ 10^9 m^{-3} .

La *dosimétrie d'un rayonnement ionisant* repose sur la mesure du nombre d'ions dans un volume de gaz fermé (voir p. 189).

La **recombinaison** des ions en atomes neutres ou en molécules joue un rôle très important dans les gaz, contrairement à ce qui se produit dans les électrolytes (voir p. 231). Ce processus résulte beaucoup plus de chocs que d'interactions électrostatiques dont le rôle est négligeable. On a :

$$\tau = 1/(\alpha_i n_0)$$

avec τ : durée de vie moyenne d'un ion, c.-à-d. temps τ au bout duquel 50 % des ions se sont recombinés (on dit aussi « temps de demi-vie ») ; α_i : coefficient de recombinaison, en m^3/s ; n_0 : densité d'ions initiale (à $t = 0$), en m^{-3} . α_i dépend, en premier lieu, de la pression, de la température et de la nature des ions.

Exemple : Pour l'air, dans les conditions normales, $\alpha_i \approx 1,6 \times 10^{-12} \text{ m}^3/\text{s}$, soit $\tau \approx 630 \text{ s}$. C'est la durée de vie moyenne d'une molécule d'air ionisé.

Conductibilité électrique des gaz

Dans un champ électrique E , les ions formés ont une vitesse constante. Il y a compensation entre l'énergie acquise et l'énergie perdue lors des chocs avec les molécules de gaz. La vitesse de diffusion des ions s'écrit :

$$v_d = \mu E$$

avec μ : mobilité des ions (voir p. 227), en $\text{m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$; E : valeur du champ électrique. μ dépend du type d'ion et du milieu environnant. Dans un gaz à pression normale, la mobilité est 4 fois plus élevée que dans un électrolyte.

Exemple : Dans un champ électrique de $1\,000 \text{ V/m}$, la vitesse de diffusion des ions O_2^+ en direction de la cathode est de 13 m/s ; c'est peu, comparé à la vitesse thermique des ions O_2^+ . Ces deux types d'ions contribuent au courant électrique qui traverse le gaz.

La conductibilité électrique spécifique (inverse de la résistivité) d'un gaz (notée γ ou σ , exprimée en S/m) s'écrit (voir aussi p. 225) :

$$\gamma = ze(\mu_i + \mu_e)(n_i + n_e)$$

avec z : nombre de charges de l'ion (par ex. $z = 2$ pour O_2^+) ; e : charge élémentaire ;

$\mu_i + \mu_e$: somme des mobilités des deux types d'ions ; $n_i + n_e$: somme des densités des deux types d'ions.

Exemple : Pour l'air, à proximité du sol $\gamma \approx 1 \times 10^{-14} \text{ S/m}$, alors qu'à 5 km d'altitude on a $\gamma \approx 1,5 \times 10^{-13} \text{ S/m}$.

Soit une tension U aux bornes d'électrodes dans un gaz, la caractéristique I - U observée permet de distinguer trois domaines :

Domaine de recombinaison. Le nombre d'ions captés par les électrodes est inférieur au nombre d'ions formés.

La loi d'Ohm s'applique :

$$I = (\gamma S/l)U$$

avec S , l : aire de la section transversale et distance entre les électrodes.

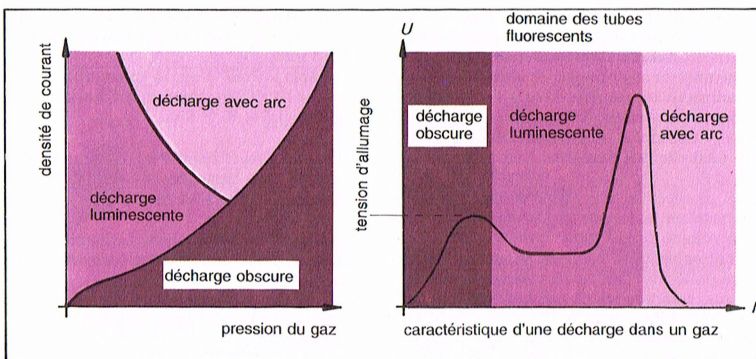
Domaine de saturation. Tous les ions atteignent les électrodes. I est indépendant de U .

Domaine de proportionnalité. Les ions primaires sont suffisamment accélérés pour ioniser à leur tour, par collision, les atomes du gaz (ionisation secondaire). Il y a création d'avalanches d'ions. I croît proportionnellement à U .

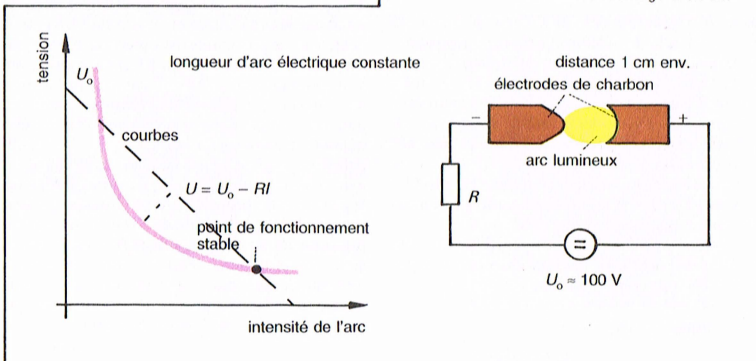
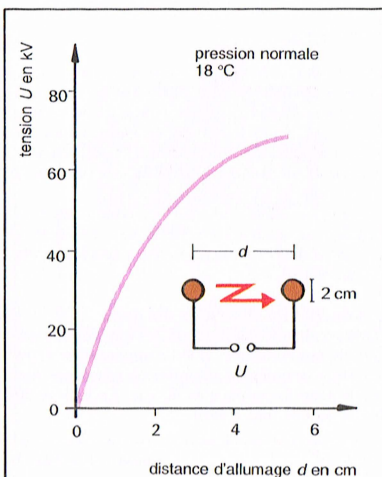
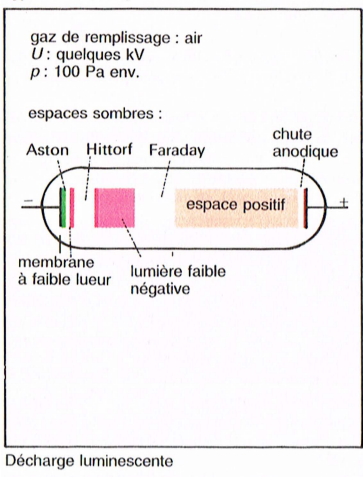
Utilisations : Chambre d'ionisation. Elle travaille dans le domaine de saturation. Elle sert à mesurer l'intensité du rayonnement ionisant, par ex. le rayonnement X (voir p. 183). Il s'agit souvent d'un cylindre rempli de gaz à pression normale, avec deux électrodes. La paroi du cylindre peut constituer une électrode, l'autre électrode étant alors axiale.

Courant de saturation durée de la mesure = nombre d'ions formés suite au rayonnement, donc une mesure pour la dose d'ions (voir p. 189).

Tube compteur (Geiger-Müller). Conçu en 1928 par HANS GEIGER et WALTHER MÜLLER, ce détecteur de particules est constitué d'un cylindre relié à la terre et d'un fil axial anode porté à un potentiel de $1\,000 \text{ V}$, par ex., par rapport au cylindre. Le gaz du tube compteur est sous pression réduite (argon additionné d'une petite quantité d'alcool ou d'halogène). Les particules chargées pénétrant dans ce tube déclenchent des avalanches d'ions. Le tube peut travailler dans le domaine de proportionnalité (**compteur proportionnel**), l'amplitude de l'impulsion est proportionnelle au nombre d'ions formés. Si la tension devient plus élevée, tout événement ionisant donne lieu à une impulsion de sortie d'amplitude indépendante de l'ionisation primaire (**domaine de Geiger-Müller**).



Types de décharge



Décharge avec arc

Le passage d'un courant électrique dans un gaz à faible pression s'appelle **décharge dans un gaz**. Ce phénomène éveilla assez tôt l'intérêt des naturalistes, mais ce n'est qu'en 1901 que JOHN TOWNSEND put expliquer le processus.

Celui-ci peut avoir lieu grâce au rayonnement cosmique élevé, constamment présent, ou au rayonnement ionisant (voir p. 189) qui forme des porteurs de charges.

Il peut encore être **autonome**, lorsque les porteurs de charges sont créés par une tension établie entre les électrodes.

Caractéristique courant-tension d'une décharge dans un gaz. Soit un tube de verre rempli d'un gaz à faible pression, avec, aux extrémités, deux électrodes reliées à une source de tension. Pour de petites valeurs de U , I reste faible. Lorsque U augmente, I croît lentement au début, puis de plus en plus rapidement. La décharge se déclenche lorsque le champ électrique dépasse la valeur « disruptive ». Le gaz commence à luire très légèrement (*décharge obscure*). Pour une tension dite *tension d'allumage*, apparaît la *décharge à faible lueur claire*. Pour une valeur plus élevée de la tension, on observe un *arc électrique*. Ces phénomènes lumineux sont dus aux chocs entre les atomes du gaz et les e^- (*électroluminescence*).

La décharge est **obscur** pour les très petites densités de courant ($< 10^{-10}$ A/m²).

La décharge **luminescente** dite **normale** fut observée la première fois en 1706 par F. HANKS-BEE. Elle démarre avec une densité de courant de 10^{-9} A/m². Les ions parvenant à la cathode libèrent des e^- qui transportent le courant jusqu'à l'anode.

Les porteurs de charges négatifs et positifs ont des mobilités différentes. Les effets de charge d'espace, importants, sont ainsi différents selon les régions à l'intérieur du tube à décharge. Une suite caractéristique de régions lumineuses et sombres se forme entre la cathode et l'anode.

Espace sombre d'Aston. Un domaine très mince situé juste devant la cathode. L'énergie des e^- quittant la cathode ne suffit pas pour faire briller les atomes de gaz.

Membrane à faible lueur, couche cathodique. Une zone étroite et brillante avec de très fortes chutes de tension. Les e^- font briller les atomes de gaz.

Espace sombre de Hittorf. Les e^- ont une énergie suffisante pour ioniser la plupart des atomes de gaz lors des chocs. Il en résulte la formation de nombreux ions positifs, et donc une charge locale positive élevée.

Lumière faible négative. Une nouvelle zone de chocs.

Espace sombre de Faraday. Les e^- ont une énergie trop faible pour exciter les atomes de gaz.

Espace positif. La zone la plus importante. Champ électrique constant, excitation des atomes de gaz par chocs, même nombre d' e^- et d'ions (*plasma froid*, voir p. 327). Domaine de travail des tubes fluorescents (voir ci-dessous).

Chute anodique. Espace sombre juste devant l'anode.

En augmentant suffisamment la densité de courant, toute la surface de la cathode est utilisée. On pénètre dans le régime de décharge lumineuse anormale, caractérisé par une croissance rapide de la tension.

Le régime d'**arc électrique** se produit pour des densités de courant $> 10^{-4}$ A/m²; la lumière est extrêmement puissante. Le phénomène fut découvert en 1812 par HUMPHRY DAVY (1778-1829).

Avec des *électrodes en charbon* que l'on écarte progressivement, si la tension est suffisante et l'éloignement pas trop grand, un jet lumineux remplit constamment tout l'espace. Le charbon positif se creuse sous l'impact des e^- : sa température peut atteindre 6 000 °C et l'intensité lumineuse peut dépasser 10⁵ lumen. En incorporant aux charbons des sels minéraux, on obtient un arc plus stable.

Dans le cas de la *lampe à vapeur de Hg (mercure)*, l'arc lumineux se forme entre deux électrodes de Hg dans de la vapeur de Hg.

Utilisation: Source lumineuse dans les projecteurs, source de chaleur dans les fours, soudure à l'arc.

La décharge avec **étincelle** est une décharge brève dont la tension d'allumage dépend de la pression du gaz et de la géométrie des électrodes (forme et écartement).

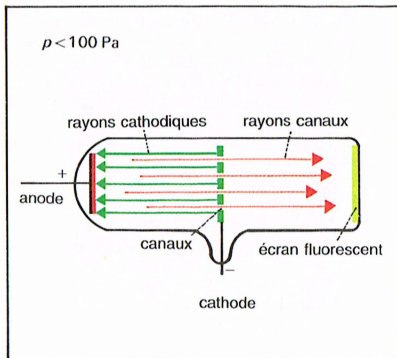
Distance d'allumage. Soit une tension U entre deux boules métalliques dont on diminue progressivement l'écartement. A pression de gaz constante, pour une distance qui ne dépend que de la tension, une étincelle jaillit. On peut ainsi mesurer de hautes tensions.

Lampes à décharge dans un gaz (vapeurs de sodium ou de mercure)

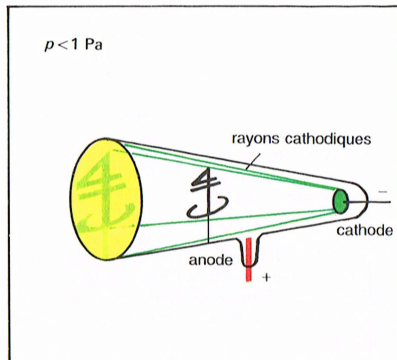
Les *lampes à basse pression* émettent des radiations monochromatiques (une seule longueur d'onde).

Les *lampes à haute pression* produisent des spectres continus.

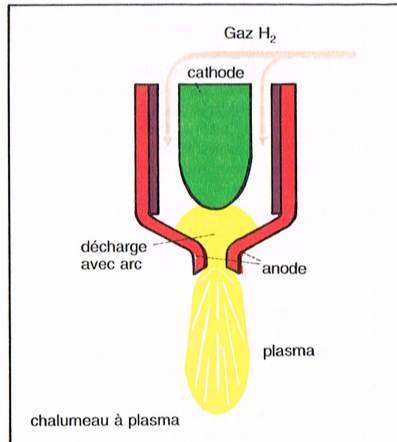
Les **tubes fluorescents** travaillent dans l'espace positif de la décharge dans un gaz (voir ci-dessus). La couleur dépend du gaz. Un rayonnement semblable à la lumière du jour s'obtient grâce à des couches luminescentes déposées sur la surface intérieure du tube et à des additifs dans le gaz.



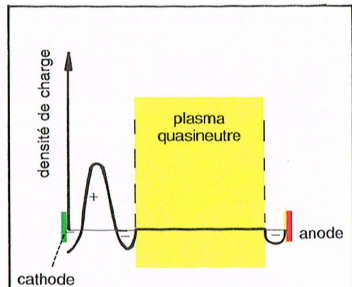
Rayons dans un tube à gaz raréfié



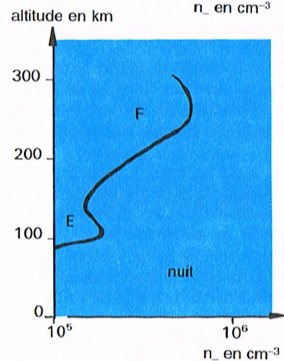
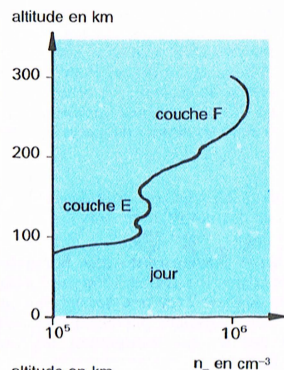
Les rayons cathodiques se propagent en ligne droite



Plasma



Plasma dans un tube à décharge



Plasma dans l'ionosphère

Le processus de décharge dans un gaz dépend de la pression p de ce dernier. Pour une valeur de p inférieure à 100 Pa environ, les espaces sombres prennent de plus en plus d'importance (voir p. 325).

Pour $p > 100$ Pa, l'espace positif domine, un *plasma* (voir ci-dessous) remplit le tube.

Rayons cathodiques. Ils ont été observés en 1865 par JULIUS PLÜCKER (1801-1868) ; lors d'une décharge électrique dans une ampoule contenant un gaz raréfié, une fluorescence verte s'était produite dans la paroi de l'ampoule, à l'extrémité opposée à celle où se trouve la cathode. GEORGE STONEY (1826-1911) leur donna le nom d'*électrons*. Ils existent dès que la pression devient inférieure à 100 Pa environ. Il s'agit d' e^- qui proviennent de la cathode, d'où le nom de « rayons cathodiques » donné en 1876 par EUGEN GOLDSTEIN (1850-1930).

Preuve : déviation du faisceau (déplacement de la tache lumineuse) sous l'action d'un aimant (voir p. 305).

Les e^- ont un libre parcours moyen (voir p. 113) de l'ordre du cm. Ils se déplacent en ligne droite entre la cathode et l'anode.

La **vitesse** des e^- des rayons cathodiques est :

$$v = \sqrt{2eU/m}$$

avec e : charge élémentaire ; U : tension électrique accélératrice entre l'anode et la cathode ; m : masse de l'électron.

Rayons canaux. EUGEN GOLDSTEIN imagina en 1886 de pratiquer dans la cathode des orifices (ou canaux) qui la traversaient de part en part. Lorsqu'il appliqua la haute tension entre l'anode et la cathode, il constata l'existence d'un flux de rayons qui, par ces orifices, étaient projetés vers l'arrière de la cathode. Ces « rayons canaux » (ou « rayons positifs ») furent étudiés notamment par WILHELM WIEN (1864-1928) qui démontra en 1898 qu'il s'agit d'ions positifs provenant de molécules du gaz de l'ampoule ayant perdu des électrons.

La **vitesse** des ions des rayons canaux est :

$$v = \sqrt{2zeU/m}$$

avec z : charge de l'ion, exprimée en nombre de charges élémentaires e ; m : masse de l'ion.

Exemple : Pour $U = 100$ V avec l'ion N_2^+ , on a $v = 2,61 \times 10^4$ m/s. La masse d'un ion étant beaucoup plus grande que la masse d'un e^- , sa vitesse est beaucoup plus petite que celle de l' e^- .

Plasmas. Un plasma, 4^e état de la matière (voir p. 53), est constitué de particules libres électriquement chargées (*ions positifs* et *électrons* arrachés aux atomes), mais dont l'ensemble est électriquement neutre. Cependant, tous les atomes ne sont pas nécessairement entièrement ionisés.

Un plasma est caractérisé principalement par sa *température* et sa *densité*.

La température élevée conditionne l'agitation thermique et empêche la recombinaison des ions positifs et des e^- en atomes neutres.

La densité du plasma détermine la fréquence des chocs entre particules.

Terminologie :

Taux (ou degré) d'ionisation $\chi = n_+ / (n_+ + n_-)$ avec n_+ : densité des ions + ; n_- : densité des e^- ; n : densité des atomes ou molécules de gaz.

Plasma dilué : $n < 10^5 \text{ cm}^{-3}$

Plasma épais : $n > 10^{14} \text{ cm}^{-3}$

Plasma quasineutre : $n_+ \approx n_-$

Plasma complètement ionisé : $\chi \approx 1$

Plasma froid : $T < 10^5 \text{ K}$

Plasma chaud : $T > 10^6 \text{ K}$

Comme le plasma est souvent de faible densité, la notion de température est alors sans intérêt.

Plasma haute pression : pression du gaz > pression atmosphérique

Plasma basse pression : pression du gaz < pression atmosphérique

Existence : Le plasma est l'état prépondérant de la matière dans l'univers dont il constitue plus de 95 % : les étoiles (dont le Soleil), l'ionosphère (voir ci-dessous), la matière interplanétaire ou interstellaire, les lumières polaires, les tubes de force du champ magnétique terrestre, les éclairs atmosphériques, les flammes, l'arc électrique, les tubes fluorescents.

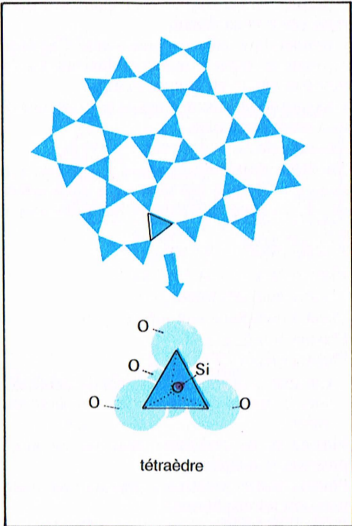
Le caractère collectif des interactions e^- -ions positifs se manifeste par des oscillations *longitudinales* étudiées en 1925 par IRWIN LANGMUIR (1881-1957) : un certain volume d' e^- , déplacé de sa position d'équilibre, laisse un défaut de charge qui devient une charge d'espace positive ; il en résulte une force de rappel, due au champ électrique, qui tend à ramener les e^- à leur position d'équilibre.

La fréquence ν_p (en Hz) de l'oscillation est caractéristique de la densité n (en cm^{-3}) des e^- .

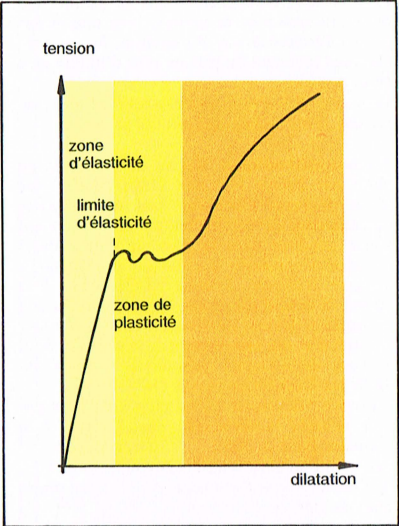
$$\nu_p = 8,98 \times 10^3 \sqrt{n}$$

Dans l'**ionosphère** (couche de l'atmosphère située entre 60 et 700 km d'altitude), ce sont les rayons ultraviolets du Soleil qui ionisent les molécules gazeuses. La conductibilité électrique est de quelques S/m. L'importante ionisation de O_2 , N_2 , O, NO, donne naissance à des oscillations dont la fréquence dépend du moment de la journée.

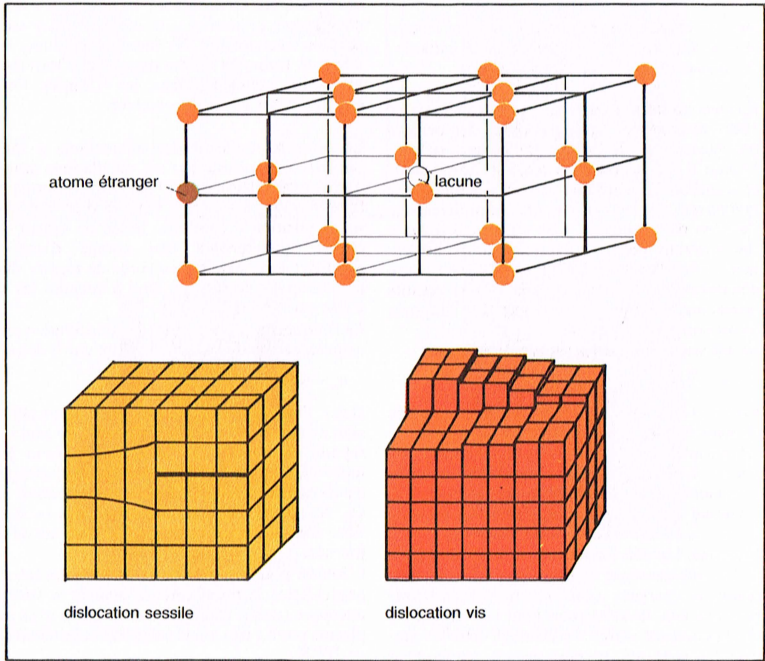
L'intérêt pour cet état de la matière est lié en particulier à la possibilité de réaliser la fusion nucléaire (union de noyaux atomiques) dans un plasma porté à très haute température (de l'ordre de 10^8 K).



Structure des verres de silicate



Cristaux réels



Corps solides et réseaux cristallins

C'est la découverte du transistor, en 1848, qui éveilla l'intérêt des physiciens pour la recherche des propriétés des solides. La **physique du solide** inaugure l'époque de l'électron. L'étude des solides s'appuie sur la mécanique quantique, qui permet de les analyser à l'échelle atomique. Cette théorie a réussi à prédire avec une très grande précision des propriétés mises en évidence expérimentalement.

KLAUS VON KLITZING (prix Nobel 1985) a découvert en 1980 l'effet Hall quantique qui est un exemple de ces recherches.

Les **solides** se composent d'éléments constitutifs disposés régulièrement dans l'espace de manière périodique. Ils possèdent une structure cristalline. Ils peuvent présenter des défauts qui jouent un rôle déterminant dans leurs propriétés.

Les **verres** sont des substances dont la structure n'est pas régulière (état amorphe) contrairement à celle d'un cristal. Étant métastables, ils passent, mais très lentement, à l'état de cristal (*dévitirification*). Ils se forment par refroidissement rapide à partir de l'état liquide. Leurs propriétés physiques sont indépendantes de la direction, ils sont isotropes. Ils ne fondent pas à une température définie, mais dans un intervalle de température, ils n'ont donc pas de *point de fusion*. Les verres les plus anciens sont des verres de silicates construits à partir de motifs tétraédriques SiO_4 reliés entre eux irrégulièrement.

Les **corps amorphes** se composent de structures sans disposition régulière. Ils proviennent de corps solides (moulus) ou de vapeur par refroidissement brutal. Ils possèdent une capacité d'absorption élevée car leur surface d'échange est très grande.

Exemple : La suie, le charbon actif, l'alumine et de nombreux catalyseurs.

Les **cristaux parfaits** possèdent un agencement d'éléments constitutifs extrêmement régulier (atomes, molécules, ions).

Les **monocristaux** se composent de substances pures, d'alliages ou peuvent encore présenter des impuretés. Leur forme extérieure n'a aucune importance. Les propriétés physiques dépendent, la plupart du temps, de l'orientation du cristal.

Utilisations : La technique des semi-conducteurs utilise des monocristaux. Par ex. le monocristal d'arséniure de gallium intervient dans la constitution de certaines diodes.

Les **Whisker** sont des cristaux très fins, d'une très grande pureté. Ils sont mécaniquement très stables.

Les **cristaux réels** sont différents des cristaux parfaits, en raison de leur processus de formation. Ils ont des défauts dans leur structure, comme une lacune ou un atome déplacé vers un site anormal (erreurs de construction dans les cristaux).

Défauts. Les *lacunes* sont des sites inoccupés dans le réseau cristallin. Les sites, entre les réseaux, peuvent être occupés par des particules supplémentaires. Ces deux catégories d'erreurs peuvent se déplacer à travers le cristal et disparaître.

Exemple : Dans des cristaux de chlorure de sodium NaCl apparaissent souvent des lacunes au niveau des sites occupés par des ions Cl (centre F : électron occupant la place d'un anion). Le cristal apparaît alors bleuâtre à la lumière et lorsque celle-ci le traverse, elle est jaunâtre.

Des atomes étrangers peuvent prendre la place d'atomes dans le réseau ou encore s'insérer dans celui-ci.

Exemple : Dans l'acier, des atomes de carbone C remplacent certains atomes de fer Fe dans le réseau cristallin. L'environnement atomique change, ce qui entraîne des modifications des propriétés.

Les modifications de structure d'un cristal, comme les **dislocations**, transforment son comportement élastique. Les différentes couches glissent avec une plus grande difficulté l'une contre l'autre.

Utilisation : La dureté d'un acier.

Les **macromolécules** sont constituées de molécules géantes (masse moléculaire relative de quelques centaines à quelques millions d'unités de masse atomique). Elles sont constituées d'unités appelées *monomères*. L'ordre de ces molécules se situe entre l'état amorphe et cristallin.

Exemple :

Cristallin : Graphite, diamant, plomb.

Partiellement cristallin : verres organiques, polyéthylène.

Amorphe : plexiglas.

Ces macromolécules opposent à un changement de volume, une force F , dépendante de la température :

$$F \sim T \Delta V / V$$

avec F : intensité de la force ; T : température thermodynamique ; $\Delta V / V$: variation relative de volume.

Exemple : *Caoutchouc (balle de squash)*. On a dans ce cas :

$$F = 3NkT^2 \Delta l / l$$

avec N : nombre de monomères ; k : constante de Boltzmann ; l : longueur ; $\Delta l / l$: variation relative de longueur.

Au-dessous d'une température limite, la relation n'est plus valable. Le *caoutchouc* devient cassant et dur, car les monomères ne peuvent plus tourner librement.

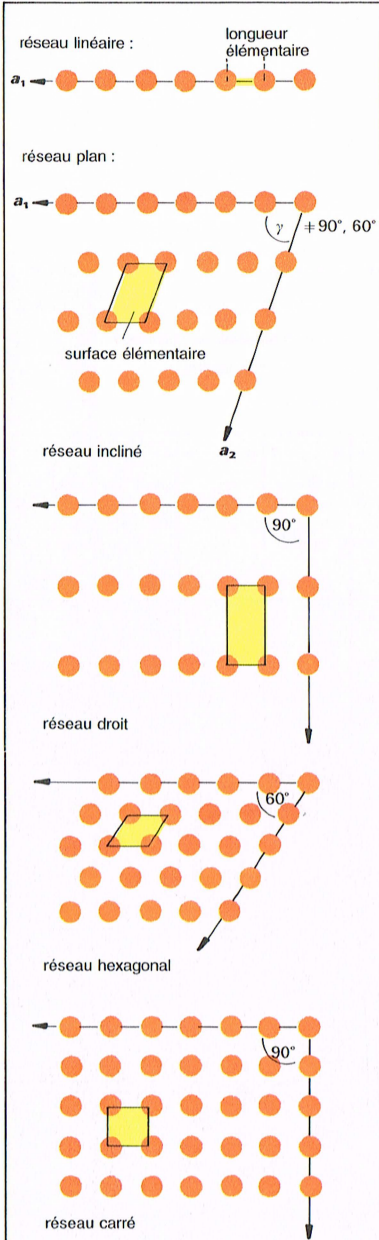
1 s	H 1	symbole de l'élément		Fe 26	numéro atomique				
	0,088	masse volumique en 10 ³ kg/m ³		7,86	point de fusion en K				
	14,01	coefficient de dilatation linéaire en 10 ⁻⁶ K ⁻¹		1808	12				
	0,02	configuration électronique (ici 4 s ²)		16,83	module d'élasticité en 10 ¹⁰ N/m ²				
	1	masse molaire atomique		2	55,847				
2 s 2 p	Li 3	Be 4	groupe principal						
	0,534	1,85							
	453,7	1551							
	58	12,3							
	1	10,03							
3 s 3 p	1,16	2	groupe de transition						
	6,941	9,01218							
	Na 11	Mg 12							
	0,97	1,74							
	370,96	922,0							
4 s 4 p	71	26							
	0,68	3,54							
	1	2							
	22,98977	24,305							
	5 s 5 p	K 19	Ca 20	Sc 21	Ti 22	V 23	Cr 24	Mn 25	Fe 26
0,86		1,54	2,989	4,5	5,96	7,20	7,20	7,86	8,90
336,4		1112	1814	1933	2163	2130	1517	1808	1768
84		22,5	4,35	9	8	7,5	23	12	13
0,32		1,52	2	10,51	16,19	19,01	5,96	16,83	19,14
6 s 6 p	1	2	2	2	2	1	2	2	2
	39,098	40,08	44,9559	47,90	50,9414	51,996	54,9380	55,847	58,9332
	Rb 37	Sr 38	Y 39	Zr 40	Nb 41	Mo 42	Tc 43	Ru 44	Rh 45
	1,63	2,6	4,469	6,49	8,57	10,22	11,5	12,30	12,4
	312,04	1042	1795	2125	2741	2883	2445	2583	2239
7 s 7 p	90	1,16	3,66	8,33	17,02	33,6	29,7	32,08	27,04
	0,31	2	2	2	1	1	1	1	1
	85,4678	87,62	88,9059	91,22	92,9064	95,94		101,07	102,9055
	Cs 55	Ba 56	La 57	Hf 72	Ta 73	W 74	Re 75	Os 76	Ir 77
	1,879	3,51	6,14	13,20	16,6	19,35	20,53	22,48	22,42
301,6	998	1193	2500	3269	3683	3453	2973	2683	
8 s 8 p	97	1,03	2,43	10,9	6,5	4,3	37,2	6,6	6,6
	0,2	2	2	2	2	2	2	2	2
	1								
	132,9054	137,34	138,9055	178,49	180,9479	183,85	186,207	190,2	192,22

groupe principal

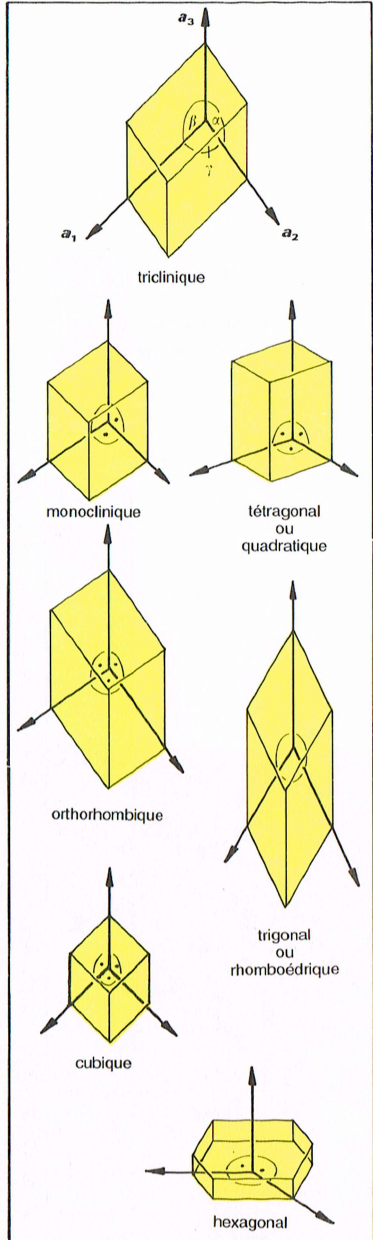
groupe de transition

Classification périodique des éléments 331

										He 2	1 s								
										0,147 0,95									
										2									
										4,00260									
										B 5	C 6	N 7	O 8	F 9	Ne 10	2 s 2 p			
										2,35 2570	3,51 3820	1,026 63,29	1,426 54,8	1,51 53,53	1,51 24,48				
										17,8	54,5	0,12		0,10					
										2 1	2 2	2 3	2 4	2 5	2 6				
										10,81	12,011	14,0067	15,9994	18,99840	20,179	3 s 3 p			
										Al 13	Si 14	P 15	S 16	Cl 17	Ar 18				
										2,70 933,5	2,33 1683	1,82 317,25	2,07 (α) 385,9	2,03 172,2	1,77 83,95				
										23,8 7,22	7,6 9,88	124 3,04	64,1 1,78		0,16				
										2 1	2 2	2 3	2 4	2 5	2 6	4 s 4 p			
										26,98154	28,086	30,97376	32,06	35,453	39,948				
										Ni 28	Cu 29	Zn 30	Ga 31	Ge 32	As 33		Se 34	Br 35	Kr 36
										8,90 1728	8,92 1537	7,14 692,73	5,90 302,9	5,35 1210,6	5,73 1090		4,81 490	4,05 266,0	3,09 116,6
										12,8 18,6	16,8 13,7	26,3 5,98	18 5,69	6 7,72		37 0,91			0,18
										2	1	2	2 1	2 2	2 3	2 4	2 5	2 6	5 s 5 p
										58,70	63,546	65,38	69,72	72,59	74,9216	78,96	79,904	83,80	
										Pd 46	Ag 47	Cd 48	In 49	Sn 50	Sb 51	Te 52	I 53	Xe 54	
										12,02 1827	10,5 1235,08	8,64 594	7,30 429,8	5,76 505,12	6,68 903,6	6,00 722,7	4,93 386,7	2,7 161,3	
										11 18,08	19,7 10,07	29,4 4,67	56 4,11	27 5,5	10,9 3,83	17,2 2,30	83		
										106,4	107,868	112,40	114,82	118,69	121,75	127,60	126,9045	131,30	6 s 6 p
										Pt 78	Au 79	Hg 80	Tl 81	Pb 82	Bi 83	Po 84	At 85	Rn 86	
										21,45 2045	19,31 1337,58	13,59 234,28	11,85 576,7	11,34 600,65	9,80 544,5	9,31 527		4,0 202,1	
										9,0 27,83	14,3 17,32	2 3,82	29 3,59	29,4 4,30	13,5 3,15		2,6		
										1	1	2	2 1	2 2	2 3	2 4	2 5	2 6	6 s 6 p
										195,09	196,9665	200,59	204,37	207,2	208,9804				



Réseaux



Les 7 systèmes de réseaux tridimensionnels

Les **cristaux** sont des solides dont le motif, constitué d'atomes, d'ions ou de molécules, se répète de manière régulière dans l'espace. Ces composants sont situés sur des points formant un *réseau*. Un grand nombre de leurs propriétés physiques sont **anisotropes**, c.-à-d. qu'elles ont des valeurs différentes pour différentes directions.

Exemple : Le coefficient de dilatation thermique, la dureté, l'élasticité, la conductibilité électrique, la réfraction de la lumière.

Cette anisotropie repose sur la régularité de l'agencement des composants. Les gaz et les liquides sont presque toujours isotropes.

Les **réseaux** décrivent la construction géométrique des cristaux. Un point indique la position d'un des composants de ce cristal.

De nombreux cristaux (par ex. le chlorure de sodium : sel) sont représentés par l'association de deux réseaux partiels imbriqués l'un dans l'autre.

Exemple : NaCl se construit par l'association d'un réseau partiel d'ions Na^+ et d'un réseau partiel d'ions Cl^- .

Les **réseaux de points** sont des agencements symétriques et périodiques de points. On distingue les réseaux linéaires, plans et tridimensionnels. Un réseau est décrit par un **vecteur** (symbole V) :

$$V = n_1 a_1 + n_2 a_2 + n_3 a_3$$

avec a_1, a_2, a_3 : vecteurs de base ou *translations fondamentales* du réseau ; n_1, n_2, n_3 : nombres entiers.

Le parallélépipède construit avec les vecteurs de base ($n_1 = n_2 = n_3 = 1$) est appelé **maille élémentaire**. Les mailles d'un réseau sont déterminées par les modules des translations fondamentales et par les angles α, β, γ entre ces vecteurs.

Loi de la constance des angles formulée en 1669 par NICOLAUS STENO (1636-1686) : dans des cristaux de même composition chimique, les angles entre des surfaces semblables sont égaux.

Conséquences : Même lorsque l'aspect extérieur est différent, on peut être en présence du même cristal.

Nomenclature d'un réseau

Axe de symétrie : en tournant autour d'un axe de symétrie, le réseau reste invariant. Un réseau reste inchangé par une rotation de $2\pi/n$. Il s'agit d'une *rotation d'ordre n*. Il n'existe que des réseaux d'ordre 1, 2, 3, 4, et 6. Elles correspondent à des rotations d'angle $360^\circ, 180^\circ, 120^\circ, 90^\circ$ et 60° .

Exemple : L'octaèdre possède des axes de symétrie d'ordre 1, 2, 3 et 4.

Plan de symétrie : un plan de symétrie partage le réseau en deux moitiés qui sont images l'une de l'autre dans un miroir. Le réseau reste invariant dans cette symétrie. Si l'on combine tous les plans, tous les axes possibles et tous les

points possibles de symétrie, on peut définir **32 classes de cristaux**.

Exemple : D'un axe d'ordre 1 ($\text{CaS}_2\text{O}_3, 6 \text{H}_2\text{O}$) à des réseaux à plusieurs axes d'ordre jusqu'à 6 (NaCl : cubique à faces centrées).

Les réseaux se divisent en **7 systèmes de réseaux** :

Triclinique : $a_1, a_2, a_3, \alpha, \beta, \gamma$ sont tous différents. Alors $a_1 \neq a_2 \neq a_3$ et $\alpha \neq \beta \neq 90^\circ$

Monoclinique :

$a_1 \neq a_2 \neq a_3$ et $\alpha = \gamma = 90^\circ \neq \beta$

Orthorhombique :

$a_1 \neq a_2 \neq a_3$ et $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$

Quadratique :

$a_1 = a_2 \neq a_3$ et $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$

Cubique :

$a_1 = a_2 = a_3$ et $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$

Hexagonal :

$a_1 = a_2 \neq a_3$ et $\alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$

Rhomboédrique :

$a_1 = a_2 = a_3$ et $\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$

Les **réseaux de Bravais** (établis en 1850 par AUGUSTE BRAVAIS, 1811-1863) représentent l'ensemble des types possibles de réseaux dans l'espace. Ils résultent de la répétition de l'environnement atomique d'un point quelconque P. Il existe 14 réseaux de Bravais qui peuvent être regroupés en sept systèmes selon leur géométrie.

Il est possible de faire davantage de divisions, par ex. lorsque l'on veut concevoir des structures magnétiques.

230 groupes d'espace apparaissent si l'on combine les 32 classes de réseaux.

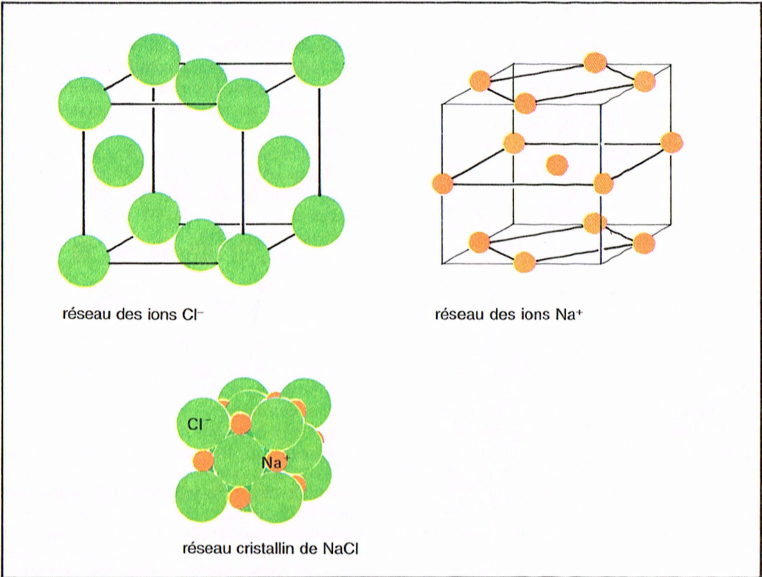
Cristallographie

La cristallographie est une méthode expérimentale destinée à déterminer la construction d'un cristal. Elle repose sur le phénomène de diffraction des **rayons X** de longueur d'onde λ , environ égale à 10^{-10} m, c.-à-d. de l'ordre de grandeur des dimensions de l'atome. La diffraction se produit sur les électrons des atomes du cristal qui occupent les points du réseau.

L'exploitation de ce modèle de diffraction donne, en plus du groupe d'espace et des paramètres du réseau, la densité électronique dans le cristal. Si cette densité entre les atomes est très faible, nous sommes en présence d'un *cristal ionique*.

Afin de déterminer l'arrangement des atomes dans une maille élémentaire d'un cristal, on utilise des monocristaux.

L'analyse de la structure d'un cristal peut être également effectuée par diffraction de neutrons. (énergie moyenne : 0,039 eV). Dans ce cas, les noyaux des atomes sont les centres de diffraction. Avantages : permet d'analyser des cristaux possédant des atomes lourds et légers, de distinguer les isotopes ou encore d'effectuer des analyses de surface d'un cristal.



Maille cubique à faces centrées

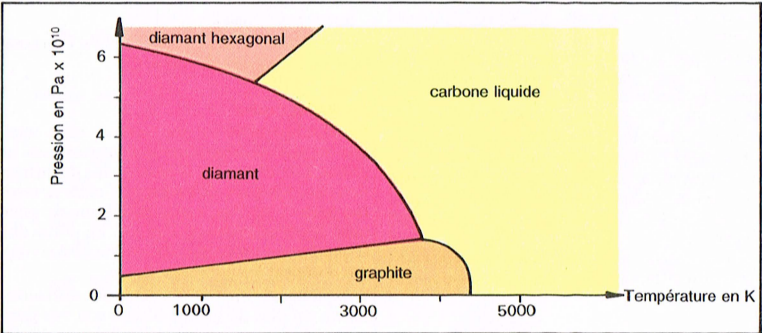


Diagramme et états physiques du carbone

ion	rayon en 10^{-10} m	ion	rayon en 10^{-10} m
F^-	1,36	Be^{++}	0,31
O^{--}	1,40	Mn^{7+}	0,46
Cl^-	1,81	Mn^{4+}	0,50
S^{--}	1,84	Fe^{3+}	0,67
Br^-	1,95	Mn^{--}	0,80
Se^{--}	1,98	Fe^{++}	0,82
I^-	2,16	Ca^{++}	0,99
Te^{--}	2,21	Sr^{++}	1,13
		B^{++}	1,35
		Cs^+	1,69

Rayon ionique dans un cristal ionique

Si les atomes, les ions ou les molécules occupent les points d'un réseau, on est en présence d'un cristal. Le nombre de voisins immédiats dans un cristal s'appelle le *nombre de coordination* ou *coordination*.

Les nombres de coordination 4, 6, 8 et 12 sont fréquents.

Définition :

Isomorphie. Deux cristaux ioniques de même type de formule et de structure dont les rayons ioniques sont voisins sont dits isomorphes. Ce sont des cristaux réunis dans lesquels la répartition des cations et des anions dans le réseau est statistique.

Exemple : NaCl + AgCl , MgSO_4 + FeSO_4 .

Isotopie. Cas des cristaux de même type de formule et de structure dont les rayons ioniques sont très différents. On dit également qu'ils sont homéomorphes.

Exemple : NaCl , PbS , TiCl et MgO .

Allotropie. Existence d'un élément chimique sous plusieurs formes différentes. A une certaine température, l'élément passe d'une forme à l'autre entraînant une modification de ses propriétés (couleur, densité, etc.)

Exemple : Les formes allotropiques du carbone sont le diamant et le graphite.

Polymorphisme. Existence d'une espèce chimique, à l'état solide, sous plusieurs formes de cristaux.

Exemple : Les formes polymorphiques de la silice SiO_2 sont la cristobalite, le quartz et la tridymite.

Il existe de très nombreuses structures de cristaux différentes. Les plus importantes sont :

Les **structures cubiques faces centrées** (cfc). La maille élémentaire est un cube. Il y a huit atomes placés au sommet de ce cube et six au centre de chaque face.

Exemple : NaCl . Chaque ion est entouré de six voisins de signes opposés. Un ion sodium Na est entouré de six ions chlorure Cl^- et inversement.

Les **structures hexagonales compactes** (hc). La maille élémentaire est un prisme droit à base losange.

Exemple : Le sulfure de zinc ZnS . Il existe sous deux formes allotropiques : le type *blende* (cfc) et le type *wurtzite* (hc). Ce dernier cristallise dans un réseau hexagonal compact. Chaque ion Zn^{2+} est au centre d'un tétraèdre formé par les ions S^{2-} .

Modèles de cristaux

L'existence de forces électrostatiques entre les différents éléments d'un cristal permet de classer ceux-ci en fonction de la nature de ces liaisons.

Les **cristaux ioniques** sont un assemblage périodique d'ions positifs et négatifs.

Plus les ions sont éloignés les uns des autres, plus la liaison est stable. Les cristaux sont très

peu déformables. On peut calculer les rayons des ions à partir de la structure du cristal.

Exemple : NaCl , CsCl , ZnS .

Les **cristaux covalents** sont formés d'atomes neutres liés par des liaisons covalentes, c.-à-d. qu'il y a mise en commun d'électrons. Les liaisons ainsi formées ont une énergie élevée. Ils sont très durs.

Exemple : C (diamant), Si, Ge.

Les **cristaux moléculaires** sont formés de molécules reliées par des liaisons faibles de Van der Waals associées à des liaisons hydrogène. Leur dureté est peu élevée, ainsi que le point de fusion.

Exemple : H_2 , les molécules organiques (la double hélice d'ADN).

Les **cristaux métalliques** sont formés d'ions positifs régulièrement assemblés. Les électrons sont communs à tous ces ions en même temps et forment un gaz d'électrons mobiles. La coordination des atomes peut être élevée (par ex. 12). Les énergies de liaisons sont faibles.

Exemple : Métaux et métaux de transition.

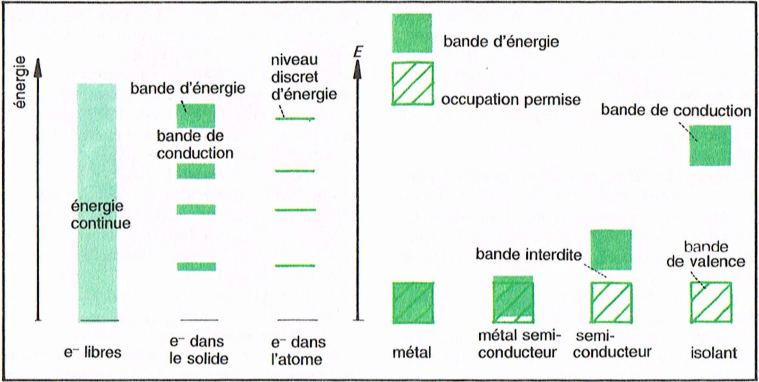
La présence d'atomes étrangers dans les plans des réseaux rend le glissement difficile. De tels cristaux de métaux avec impuretés sont très durs.

La **croissance d'un cristal** commence dans un plan de réseau, le long d'une chaîne d'atomes à l'endroit énergétiquement propice. La cristallisation a lieu avant tout, par condensation ou par solidification.

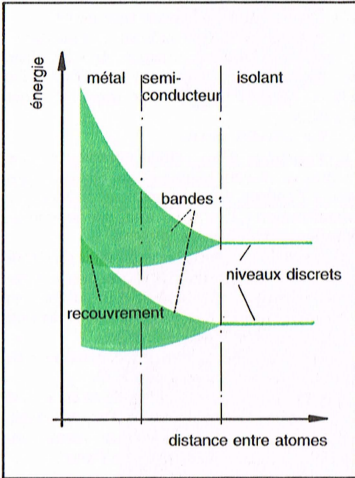
Il existe de nombreuses techniques différentes afin d'obtenir un cristal : on peut évaporer à température constante le solvant ou encore extraire un monocristal en le retirant lentement d'une masse fondue.

Les **cristaux hydratés** sont des cristaux renfermant des molécules d'eau H_2O .

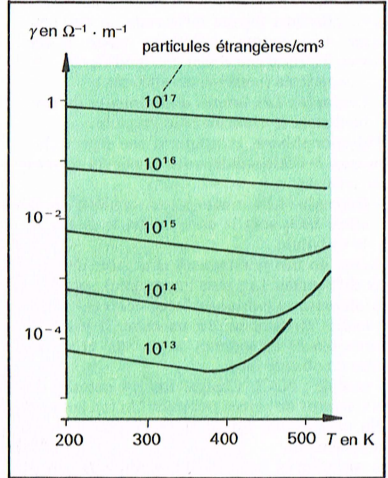
Exemple : Le gypse $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ est utilisé dans la fabrication du plâtre. Par chauffage, le gypse se déshydrate et forme du $2\text{CaSO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ appelé *plâtre de Paris*.



Bandes d'énergie et leur occupation



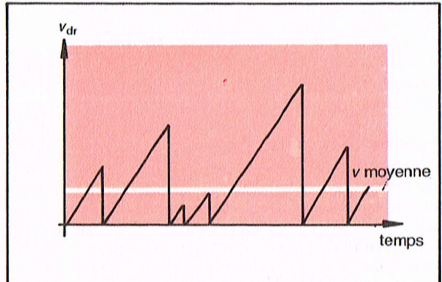
Élargissement des bandes d'énergie



Conductivité électrique γ d'un semi-conducteur dopé (n-Si)

Matériau	ΔW en eV
Diamant	5,4
ZnO	3,44
AgCl	3,2
SiC	3,0
CdS	2,58
GaAs	1,52
Si	1,17
ZnS	0,91
GaSb	0,81
Ge	0,74
InAs	0,36
PbS	0,29
InSb	0,23

Largeur des bandes de quelques semi-conducteurs



Vitesse v des électrons d'un solide

La conduction du courant électrique dans un solide est due aux électrons e^- qui peuvent se déplacer plus ou moins librement. La nature électronique des bandes d'énergie d'un solide détermine en premier lieu la conduction électrique.

Électrons libres. Certains électrons sont si faiblement liés à leur noyau qu'un apport d'énergie même très faible (par ex. énergie thermique) suffit à les libérer de l'atome. Ces électrons peuvent ainsi se déplacer relativement aux particules immobiles qui composent le réseau. Les électrons se déplacent sans direction définie dans le réseau. Entre deux chocs, ils effectuent un parcours moyen l .

Exemple : A température ambiante, dans le cuivre Cu, $l = 10^{-8}$ m. Pour une température de 10 K, l atteint l'ordre du cm.

Un champ électrique fournit aux électrons une vitesse supplémentaire de sens opposé au sens du champ. On a :

$$v = eEl / (2\bar{v} m_e) \quad \text{Vitesse des électrons}$$

avec e : charge élémentaire ; E : intensité du champ électrique ; $\bar{v}$: vitesse d'agitation thermique moyenne ; m : masse au repos de l'électron.

v est de l'ordre du mm/s.

La conductivité électrique d'un solide a pour expression :

$$\gamma = en\mu \quad \text{Conductivité électrique}$$

avec μ : mobilité des électrons ; n : nombre d'électrons par m^3 .

En mécanique quantique, les électrons suivent la statistique de Fermi-Dirac. Les électrons interagissent avec les impuretés présentes dans le réseau et avec les mouvements d'oscillation thermique des constituants du réseau.

Bandes d'énergie et bande de conduction

Les électrons n'existent dans l'atome que dans des niveaux discrets d'énergie. Les relations d'indétermination d'Heisenberg précisent que l'on ne peut à la fois définir la position et la quantité de mouvement d'une particule avec une précision infinie. Les électrons peuvent prendre dans certains cas un ensemble continu de niveaux d'énergie très proches les uns des autres formant une **bande d'énergie**. Ils existent des trous dans ces bandes appelées **bandes interdites**.

La bande remplie est appelée bande de valence et la bande incomplètement remplie, bande de conduction.

Si l'on considère les électrons de valence faiblement liés comme un gaz d'électrons, l'équation de Schrödinger tient compte de ses interactions avec les atomes du réseau. A chaque particule est

associée une onde dont le carré de son module est la probabilité de présence d'une particule.

Largeur énergétique des bandes

La largeur W (en eV) d'une bande d'énergie d'un solide est :

$$W = \pi^2 \hbar / (2m_e d^2)$$

avec $\hbar = h/2\pi$; h : constante de Planck ; d : distance internucléaire.

Exemple : Pour $d = 3 \times 10^{-10}$ m, on obtient $W = 4$ eV.

La largeur E_g (en eV) de la bande interdite d'un solide est :

$$E_g = e^2 / (4\pi\epsilon_0 d)$$

avec ϵ_0 : permittivité du vide.

Exemple : Pour un solide, E_g est de quelques eV.

Occupation des bandes d'énergie

La théorie quantique précise que toute bande d'énergie ne peut accueillir qu'un certain nombre d'électrons. Pour $T = 0$, tous les états d'énergie inférieurs à l'énergie (ou niveau) de Fermi sont occupés. Une bande complètement occupée conduit le courant électrique. On distingue :

La **bande de valence** : elle est complètement remplie par les électrons.

La **bande de conduction** : bande d'énergie la plus élevée, elle peut accueillir des électrons et ainsi entretenir le courant électrique.

L'intervalle énergétique entre la bande de valence et la bande de conduction s'appelle un **gap**.

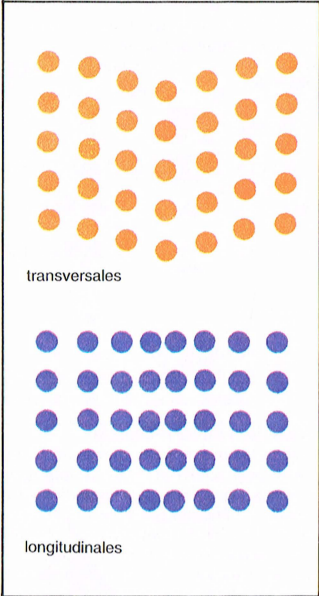
Les **conducteurs métalliques**. Le niveau de Fermi se trouve dans une bande. Un apport faible d'énergie permet d'élever les électrons dans la bande de conduction.

Les **semi-conducteurs**. Le niveau de Fermi se trouve dans un gap, donc dans une bande interdite. Pour $T = 0$, il n'y a pas de mouvement d'électrons. A des températures plus élevées, quelques électrons peuvent passer la bande interdite de faible largeur et occuper la bande de conduction.

La présence d'impuretés locales dans le réseau (dopage) peut créer des bandes d'énergie à l'intérieur de la bande interdite et entraîner de ce fait une conductivité importante à des températures relativement basses.

Il suffit d'un nombre relatif d'atomes étrangers $> 10^{-10}$.

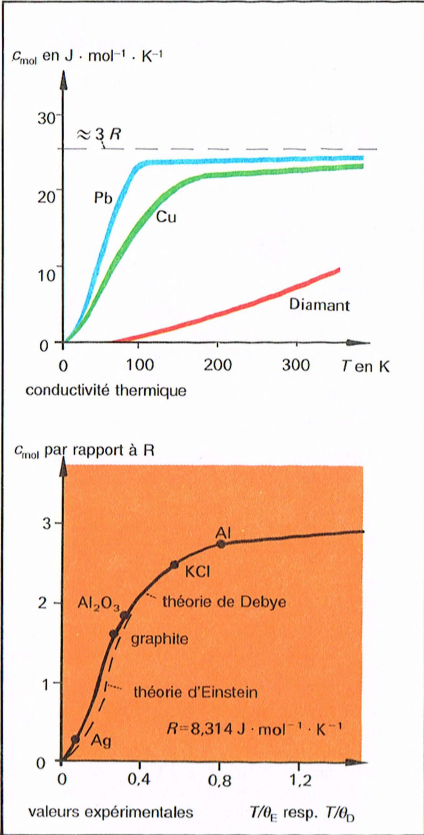
Isolants. Dans ce cas, la bande interdite est si large que l'énergie thermique des électrons, à température ambiante, ne suffit pas pour permettre le passage dans la bande de conduction.



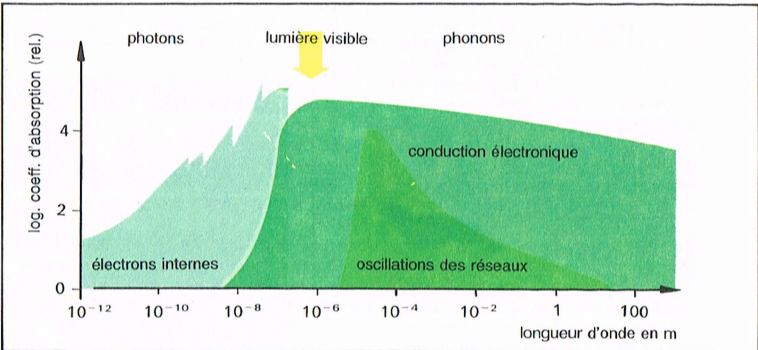
Oscillations dans un réseau cristallin

corps	θ_D en K
Pb	88
Cu	309
Al	396
Fe	420
Si	625
FeS ₂	645
Be	1000
B	1250
Diamant	1860

Température de Debye θ_D



Capacité thermique molaire c_{mol}



Absorption optique dans les solides

Vibrations dans un réseau. Phonons 339

Les **phonons** sont des quasi-particules qui correspondent aux vibrations de particules dans un réseau cristallin. L'énergie des vibrations dans un réseau est :

$$W = nh\nu \quad \text{Énergie dans un réseau}$$

avec n : nombre entier ; h : constante de Planck ; ν : fréquence des vibrations dans le réseau. Le transfert d'énergie dans la grille se fait par les phonons. Chaque phonon possède une énergie et une impulsion. L'énergie des phonons est :

$$W_\sigma = h\nu_\sigma \quad \text{Énergie des phonons}$$

L'indice σ vient de la notation du vecteur d'onde de la vibration. La valeur de l'impulsion d'un phonon est :

$$p_\sigma = h/\lambda_\sigma \quad \text{Impulsion des phonons}$$

avec λ_σ : longueur d'onde de la vibration dans le réseau. La direction de p_σ est la même que celle de la vibration se propageant dans le réseau.

W et W_σ ont une limite supérieure :

$$W_\sigma \leq hc_\sigma/\pi d \text{ et } p_\sigma \leq h/2d$$

avec c : vitesse de phase des phonons ; d : distance interatomiques dans le réseau.

Relation entre W_σ et p_σ :

$$W_\sigma = p_\sigma c_\sigma$$

Lors d'un choc avec un phonon, les principes de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement sont valables.

Les **phonons** et les **photons** obéissent au même formalisme. Tout comme on peut décrire l'émission d'un photon dans le vide, on peut analyser le cristal comme un espace vide rempli de phonons.

Si les vibrations du réseau sont provoquées par la lumière, les phonons et les photons interagissent entre eux. Comme l'impulsion des phonons est 5 fois plus petite que celle des photons, très peu d'énergie est ainsi transmise. On peut obtenir une diffusion de lumière (*diffusion de Brillouin*) si on utilise un laser.

Capacité thermique molaire des solides

Pour $T > 0$, les atomes d'un solide oscillent autour d'une position moyenne dans le réseau cristallin. Si tous oscillent indépendamment les uns des autres, on admet que pour un atome on a une énergie E_σ d'oscillation :

$$E_\sigma = nkT/2$$

avec n : degré de liberté ; k : constante de Boltzmann ; T : température.

Ainsi, la *capacité thermique molaire* c_{mol} a pour expression :

$$c_{\text{mol}} = N_A nkT/2$$

avec $N_A = 6,022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$: nombre d'Avogadro.

Pour $n = 6$, $c_{\text{mol}} = 24,9 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$. Cette valeur n'est qu'une valeur approchée. Cependant, pour des cristaux à basses températures, des écarts importants apparaissent.

Exemple : Pour le diamant

$c_{\text{mol}} = 5,9 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, c.-à-d. moins de 25 % de la valeur théorique. Pour $T \rightarrow 0 \text{ K}$, l'expérience montre que $c_{\text{mol}} \rightarrow 0$.

ALBERT EINSTEIN (1879-1955) établit un modèle vibratoire pour les cristaux à partir de la théorie des quantas. Les énergies des oscillations dans un réseau sont toujours des multiples entiers de $h\nu_\sigma$ (*phonons*).

Elles forment un spectre discret. On a :

$$c_{\text{mol}} = 3R(\theta_E/T)^2 \exp(\theta_E/T) / (\exp(\theta_E/T) - 1)^2$$

avec $\theta_E = h\nu_\sigma/k$: **température d'Einstein** ; $R = 8,314 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$: constante molaire du gaz parfait.

Pour $T \gg \theta_E$, on a $c_{\text{mol}} = 3R = 24,9 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ (*loi de Debye et Petit*).

Pour $T \ll \theta_E$, on a $c_{\text{mol}} \rightarrow 0$ avec une diminution proportionnelle à T^3 .

Ce sont ces calculs qui montrèrent le caractère fondamental de la théorie des quanta de Planck. Auparavant elle passait pour une astuce afin de résoudre le problème du corps noir.

La **température de Debye** (notée θ_D), mesurée en K, remplace θ_E .

La **conduction de la chaleur dans les solides** a lieu grâce à deux mécanismes : le transport d'électrons et/ou de phonons.

Dans les **métaux**, le transport de la chaleur a pour support le gaz d'électrons. C'est pourquoi il existe un rapport étroit entre la conductivité électrique et la conductivité thermique (voir la loi de Wiedemann et Franz). Le transport de la chaleur par les phonons dans un réseau cristallin est négligeable.

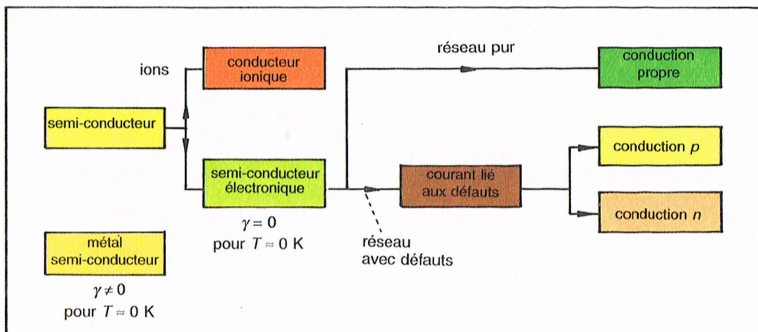
Dans les **isolants**, il n'y a pas d'électrons libres disponibles. Le transport de la chaleur a pour origine un courant de phonons dans le réseau. La conductivité de la chaleur dépend du réseau, de la nature des particules et des interactions entre celles-ci.

Il s'ensuit :

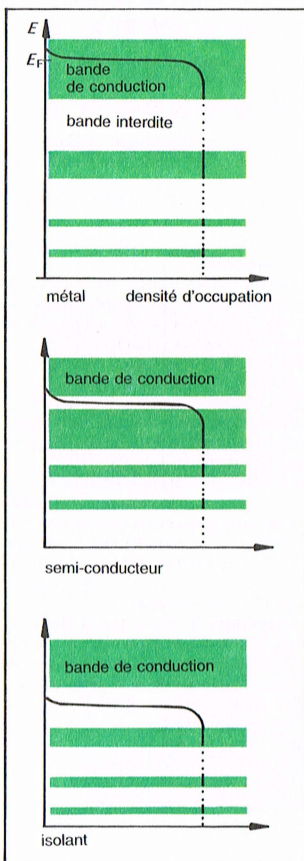
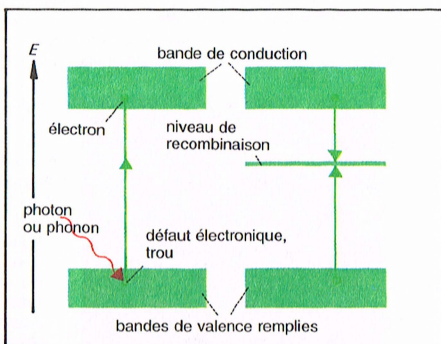
λ est proportionnelle à $1/T$ et à $1/(\text{degré d'impuretés du réseau})$.

Exemple : Un cristal polycristallin conduit moins bien la chaleur qu'un monocristal.

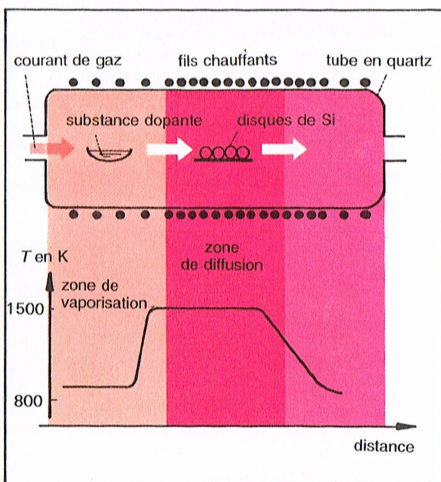
Les **semi-conducteurs** utilisent les deux mécanismes de transport.



Conduction des semi-conducteurs

Énergie de Fermi E_F et bandes d'énergie

Création et recombinaison des paires électron-trou



Dopage de disques de Si par diffusion

Des éléments dont la conductibilité électrique γ est dans un domaine situé entre les conducteurs et les isolants sont appelés *semi-conducteurs*.

La classification des semi-conducteurs binaires (ce sont les plus fréquents) repose sur la valence des composants.

Exemple : Zn est bivalent, S appartient au groupe VI, donc le semi-conducteur ZnS est un semi-conducteur 2-6.

SiC est un semi-conducteur 4-4.

La notion de **semi-conducteurs électroniques** est plus étroite :

1) Les semi-conducteurs électroniques ne présentent qu'une conduction d'électrons ou de trous positifs.

2) La conductibilité électrique des semi-conducteurs électroniques disparaît lorsque $T = 0$ K.

Les conducteurs d'ions sont des semi-conducteurs mais pas des semi-conducteurs électroniques.

Pour les métaux semi-conducteurs, par ex. Sb, Ga, Bi, la conductibilité dépend de la température, car pour ces éléments $\gamma \gg 0$ pour $T = 0$ K. Leur conductibilité se situe particulièrement bonne pour des températures extrêmement basses.

Les semi-conducteurs électroniques sont des corps soit purs, soit contenant des impuretés (atomes étrangers). Sont surtout concernés les éléments du groupe III, IV et V de la classification périodique.

La bande interdite entre la bande de valence et la bande de conduction est particulièrement étroite dans le cas des semi-conducteurs, si bien que des énergies relativement faibles (par ex. la chaleur, la lumière) suffisent à faire passer des électrons dans la bande de conduction.

On distingue :

Les *semi-conducteurs électroniques intrinsèques* : ce sont des semi-conducteurs purs, dont la bande interdite se situant entre la bande de conduction et la bande de valence est très étroite.

Les *semi-conducteurs électroniques extrinsèques* : ce sont des semi-conducteurs auxquels ont été ajoutées des impuretés qui augmentent soit le nombre d'électrons (type n), soit le nombre de trous (type p) selon les cas.

Le **dopage** consiste en l'implantation d'atomes étrangers dans le réseau cristallin d'un solide. La conductibilité s'en trouve fortement modifiée. Le dopage peut être d'environ 10^{-12} ; cela suppose naturellement que les substances sont extrêmement pures.

Les **trous** ou **défauts électroniques** prennent naissance lorsque des impuretés provoquent l'apparition de niveaux d'énergies vides. Les états non occupés d'une bande d'énergie peuvent être également considérés comme des trous. Le trou se comporte comme un porteur de charge positive. La *densité du nombre de trous* n_p (type p) et la *densité du nombre d'électrons* n_e (type n) dépendent du dopage et de la tempé-

rature. Elles peuvent avoir des ordres de grandeurs très différents.

Semi-conducteur de type p : $n_p > n_e$

Semi-conducteur de type n : $n_e > n_p$

Pour les cristaux purs, le produit $n_p n_e$ ne dépend que de la nature du solide cristallin et de sa température.

Exemple : Pour le cristal de germanium Ge, à température ambiante, $n_p n_e = 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-6}$

Recombinaison

Les électrons peuvent perdre lors des chocs une énergie suffisante pour repasser dans la bande de valence et se recombinaison avec des trous. Il y a formation d'une jonction n-p par association de semi-conducteurs de type n et de type p.

La **durée de vie** (notée τ) d'un électron ou d'un trou est l'intervalle de temps pendant lequel le porteur de charge existe, en bougeant librement dans une bande d'énergie (et se trouvant ainsi disponible pour la conduction du courant). Pour des états énergétiquement très proches (donc à l'intérieur de la bande d'énergie), τ est de l'ordre de 10^{-13} s, c.-à-d. que la recombinaison se produit très rapidement. La durée de vie pour des passages entre la bande de conduction et la bande de valence est de l'ordre de 10^{-9} à 10^{-2} s, suivant la nature des semi-conducteurs électroniques.

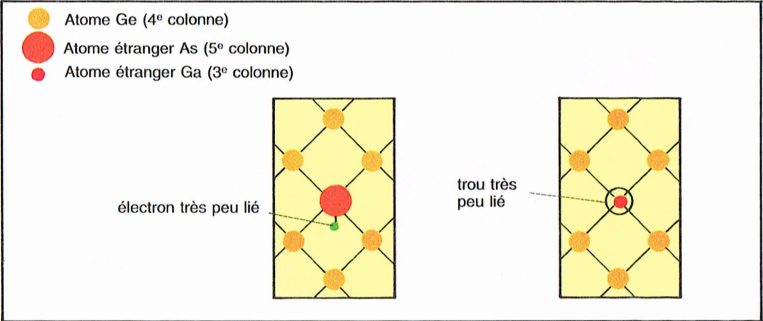
Semi-conducteurs purs

Dans un cristal pur, toutes les bandes d'énergie en dessous de l'énergie de Fermi sont complètement occupées à 0 K. Toutes les bandes au-dessus de l'énergie de Fermi sont vides. L'énergie de Fermi se situe à l'intérieur de la bande interdite. Un champ électrique ne peut pas faire passer d'électrons dans la bande de conduction, il faut chauffer le cristal. Le cristal devient alors conducteur.

La **conduction propre** apparaît pour des températures $\gg$ à la température ambiante.

Exemple : Pour du germanium pur Ge, la largeur de la bande interdite est 0,79 eV. C'est seulement au-dessus de 1000 K que l'on peut constater l'apparition d'une conductivité électrique.

Photoconductivité. La conductivité électrique d'un semi-conducteur soumis à un rayonnement lumineux augmente. Par ex. dans le cas du sulfure de cadmium CdS, l'énergie lumineuse visible suffit pour faire passer les électrons de la bande de valence à la bande de conduction (choc photon-électron). La conductivité a pour origine les électrons de conduction et les trous demeurés dans la bande de valence. Les phonons du réseau cristallin se heurtent avec les porteurs de charge, qui, lors d'une perte d'énergie suffisante, se recombinaison et ne sont donc plus disponibles pour conduire le courant.



Semi-conducteurs dégénérés

Si le réseau d'un cristal semi-conducteur présente des défauts, il peut apparaître des niveaux d'énergie supplémentaires dans les bandes d'énergie qui se trouvent à l'intérieur de la bande interdite. Il apparaît une conductivité caractéristique, dépendante de la structure.

Les défauts dans le réseau cristallin sont entre autres : la présence d'atomes étrangers, de lacunes, les limites des cristaux.

Donateurs, accepteurs

Si des atomes étrangers se trouvent dans le réseau cristallin, la conduction a pour origine la présence de ces donateurs et accepteurs d'électrons.

Donateurs d'électrons et trous accepteurs

Les donateurs sont des atomes étrangers de la 4^e ou de la 5^e colonne de la classification périodique (par ex. Ge, P, As, Si). Ainsi, des électrons très faiblement liés peuvent déjà être libérés grâce à l'énergie thermique.

L'énergie de liaison de ces électrons est de l'ordre de 10^{-2} eV. En comparaison : les plus faibles énergies de liaison des électrons d'un cristal régulier sont de l'ordre de quelques eV. L'énergie thermique d'un électron, à température ambiante, est de l'ordre de 2×10^{-2} eV.

On en est en présence d'un semi-conducteur de type n.

Accepteurs d'électrons et trous donateurs

Les accepteurs d'électrons sont des atomes de la 3^e colonne (par ex. B, Al). Le déficit en électrons dans le réseau agit comme un capteur d'électrons. Avec un apport très faible d'énergie, la conduction du courant a pour origine, dans ce cas, la présence de trous. On est en présence d'un semi-conducteur de type p. Si l'accepteur a capté un électron, il existe à cet endroit une charge ponctuelle négative qui ne bouge pratiquement pas dans le réseau du semi-conducteur.

Dans des semi-conducteurs déjà dopés, il apparaît d'autres sites modifiés. Ils captent des électrons ou des trous pour les faire disparaître et modifient ainsi la conductibilité électrique du semi-conducteur électronique.

Les **jonctions p-n** apparaissent lorsque deux semi-conducteurs de type p et de type n sont l'un près de l'autre. La différence entre les concentrations des porteurs de charges provoque l'apparition d'une *différence de potentiel* et un courant passe. Des deux côtés, demeurent, dans le réseau, des charges ponctuelles négatives ou positives, qui ne bougent pas. C'est pourquoi il s'établit une différence de potentiel appelée **barrière de potentiel** qui finalement arrête le courant. Le résultat est une zone sans porteur de charge libre, appelée **couche d'arrêt**, entre la zone n et la zone p.

Si on établit un champ électrique, par ex. en appliquant une tension électrique externe, l'épaisseur de la couche d'arrêt est modifiée.

Exemple : Si le pôle négatif se situe dans la zone n, le champ électrique déplace les électrons à travers la jonction vers la zone p et ainsi la couche se réduit.

La jonction p-n joue le rôle de redresseur. C'est une diode de jonction : un courant électrique ne passe dans une diode de jonction que lorsque le pôle négatif se trouve en n et le pôle positif en p (sens direct). Lorsque les pôles sont inversés, le courant ne peut pas passer car la polarisation augmente la barrière de potentiel.

Cela constitue un fonctionnement idéal de la diode de jonction. En effet, si elle est soumise à un champ électrique interne dont l'intensité est trop élevée, il y a rupture de la jonction p-n et elle est détruite.

Couleur des cristaux semi-conducteurs

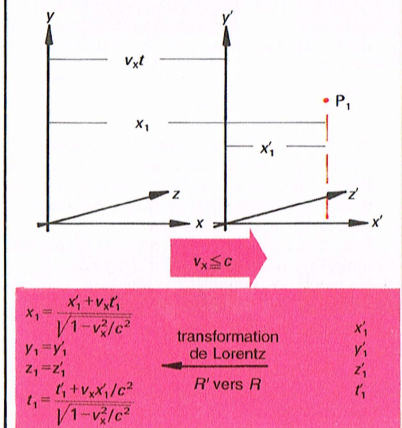
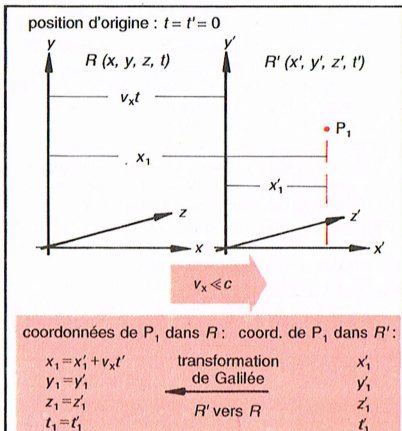
La largeur E de la bande interdite détermine la possibilité pour les semi-conducteurs électroniques d'absorber des photons. L'énergie d'un photon $h\nu$, dans le spectre de la lumière visible est :

$$3,1 \text{ eV} > h\nu > 1,5 \text{ eV}$$

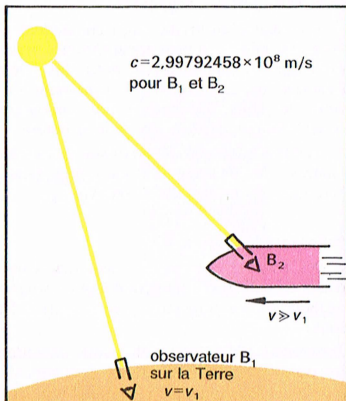
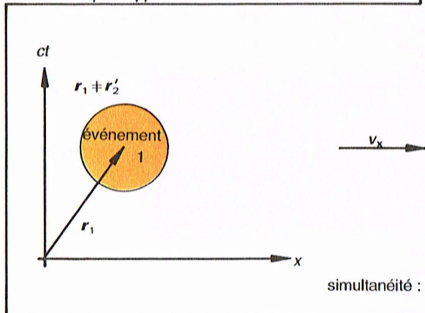
Pour $E > 3,1 \text{ eV}$, il n'y a pas d'absorption de la lumière, le cristal est transparent et sans couleur. Pour $3,1 \text{ eV} > E > 1,5 \text{ eV}$, le cristal absorbe des quanta d'énergie. Des électrons passent ainsi dans la bande de conduction.

Pour $E < 1,5 \text{ eV}$, le cristal absorbe l'intégralité du spectre lumineux et devient opaque.

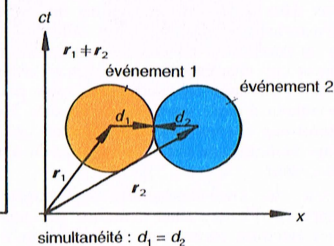
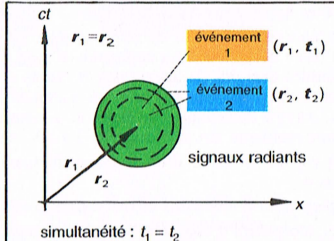
Comme de nombreux cristaux ne sont pas purs, ce sont les impuretés qui déterminent en premier lieu leur couleur.



Référentiel d'inertie R' ayant un mouvement rectiligne et uniforme par rapport à R



La valeur de c est la même pour les deux observateurs



Nous constatons que : 1) tous les corps diffèrent les uns des autres, ils n'ont pas les mêmes dimensions. Des échelles servent à la mesure de ces grandeurs. 2) les événements ont une durée mesurable par les horloges.

Les événements physiques (et les corps) peuvent être complètement décrits grâce aux trois coordonnées spatiales et à une coordonnée temporelle. D'après notre expérience quotidienne, ces quatre grandeurs physiques sont indépendantes les unes des autres.

Dans la deuxième moitié du XIX^e siècle, les physiciens découvrirent de plus en plus d'indices prouvant que cette première approche classique n'était pas toujours valable. ALBERT EINSTEIN (1879-1955) créa, au début du XX^e siècle, avec la **théorie de la relativité**, une physique tout à fait indiscutable.

La **théorie de la relativité restreinte**, publiée en 1905, montre que l'espace et le temps n'existent pas de manière indépendante l'un par rapport à l'autre. Ils forment l'ensemble continu *espace-temps*. Il n'y a plus de repère absolu.

En 1915, Einstein établit la **théorie de la relativité générale**. Il prouva que l'espace-temps dépend de la répartition des masses qui lui impose une courbure.

Référentiels d'inertie

Tout événement a lieu dans l'espace et le temps. Le vecteur de position r et le temps t forment un référentiel (r, t) qui décrit la situation de l'événement.

En règle générale, les trois coordonnées cartésiennes x , y et z servent à la description de la position d'un point dans l'espace. En *coordonnées polaires sphériques*, deux angles θ et φ et un rayon r remplissent le même rôle. Le choix du système de coordonnées utilisé dépend de la transparence de la formulation mathématique des lois.

Un référentiel dans lequel le principe de l'inertie est vérifié est un **référentiel d'inertie** ou encore un **référentiel galiléen**. Principe de l'inertie : « un corps, abandonné à lui-même, sur lequel ne s'exerce aucune action extérieure, se déplace en ligne droite et de manière uniforme. »

Le passage d'un référentiel d'inertie à un autre s'effectue à l'aide de la **transformation de Galilée**. Pour le passage de $R'(r', t')$ à $R(r, t)$, on a

$$r = r' - vt' \text{ et } t = t'$$

avec v : vitesse relative constante entre R' et R . Dans les coordonnées cartésiennes, la transformation de Galilée est alors, pour v , le long de l'axe x :

$$\begin{aligned} x &= x' - vt' \\ y &= y' \\ z &= z' \\ t &= t' \end{aligned}$$

Par exemple, les lois de Newton sont identiques en R et en R' . Il existe un nombre infini de référentiels d'inertie. Ils sont équivalents et on ne peut pas les distinguer expérimentalement. Ils supposent un temps et un espace absolus. Le temps est considéré comme invariant.

Au XIX^e siècle, les naturalistes ont mis tous leurs espoirs dans l'existence de l'**éther**. Il est inerte et remplit l'univers de manière régulière. Les ondes électromagnétiques lumineuses se propagent grâce à lui. Comme la Terre bouge par rapport à lui, la mesure de la vitesse de la lumière doit donner des valeurs différentes, suivant qu'elle est déterminée dans la direction ou perpendiculairement à la direction du mouvement de la Terre. En 1887, ALBERT MICHELSON (1852-1931) et EDWARD MORLEY (1838-1923) firent, à ce sujet, une expérience historique. Comme dans toutes les directions, les mesures les plus précises montrèrent que la célérité c de la lumière est constante, l'hypothèse de l'existence de l'éther fut abandonnée.

Principe de la relativité

Comme toutes les expériences effectuées pour mettre en évidence un référentiel d'inertie absolu échouèrent, Einstein formula le *principe de la relativité* :

« Les lois de la physique sont les mêmes dans tous les référentiels d'inertie. »

Conséquences :

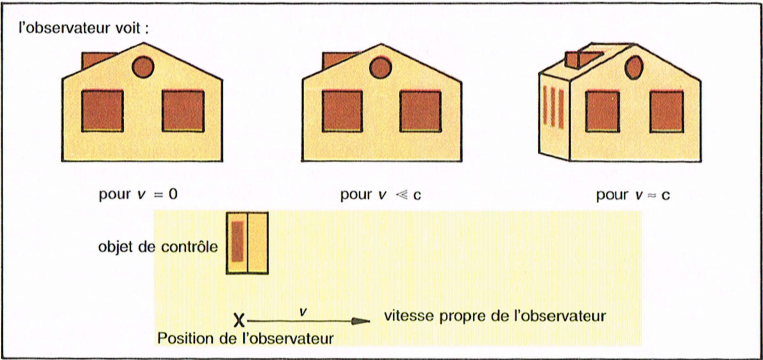
- 1) Il est impossible de mesurer une vitesse absolue.
- 2) c est indépendante du mouvement de la source lumineuse, c.-à-d. que c est constante dans tous les référentiels d'inertie.
- 3) c est la plus grande vitesse possible et est finie.

Ce fut une constatation révolutionnaire ! Elle ne fut acceptée qu'avec le temps. Jusqu'à aujourd'hui, il n'existe aucune expérience dont les résultats contredisent le principe de la relativité.

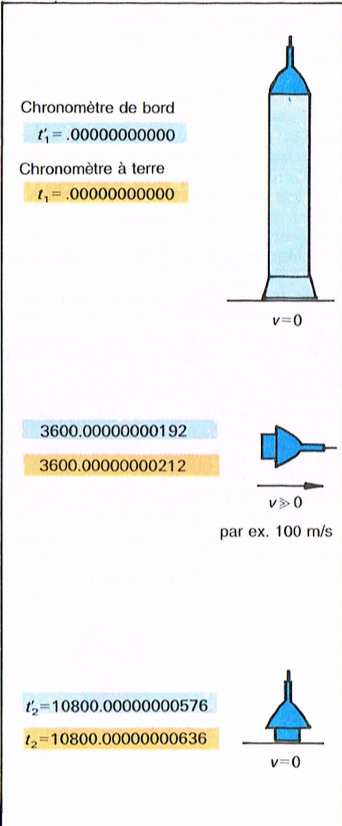
Depuis 1983, la vitesse de la lumière est $c = 2,997\,924\,58 \times 10^8$ m/s.

Comme c est constante et finie, il faut utiliser la **transformation de Lorentz**, pour passer d'un référentiel d'inertie (R) à un autre (R') :

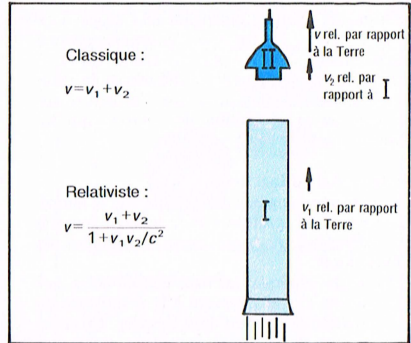
$$r^2 - c^2 t^2 = r'^2 - c^2 t'^2$$



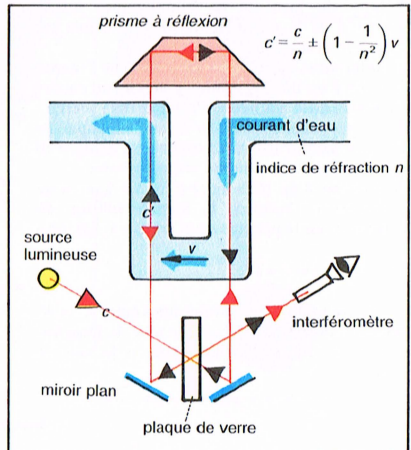
Contraction des longueurs



Dilatation du temps



Addition des vitesses



Expérience de Fizeau

Pour un mouvement rectiligne, suivant une direction x , avec une vitesse constante v , on a :

$$\begin{aligned}x' &= (x - vt) / \sqrt{1 - \beta^2} \\y' &= y \\z' &= z \\ct' &= (ct - \beta x) / \sqrt{1 - \beta^2}\end{aligned}$$

avec

$$\beta = v/c$$

Pour $v \rightarrow 0$, $\beta \rightarrow 0$, la transformation de Lorentz devient la transformation de Galilée. $c > v$ est toujours valable. Dans le cas contraire, le terme $1 - \beta^2 < 0$ et apparaissent des termes imaginaires (impossibles dans la réalité).

L'utilisation de la transformation de Lorentz conduit à quelques conséquences étranges : une contraction des longueurs et une dilatation du temps.

HERMANN MINKOWSKI (1864-1909) représenta la transformation de Lorentz par un espace à 4 dimensions appelé **espace-temps** :

$$x^2 + y^2 + z^2 + t^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2 + t'^2$$

Simultanéité

La simultanéité de deux événements ponctuels, c.-à-d. événements qui ont lieu dans un espace et un temps étroits, doit être repensée à la lumière du principe de la relativité. On peut distinguer :

Un même point dans l'espace dans un même référentiel d'inertie. Ici la simultanéité est facilement constatée.

Deux points différents P_1 et P_2 de l'espace dans un même référentiel d'inertie. Ici les événements ont lieu en même temps lorsque les signaux lumineux liés à ces événements, émis en P_1 et P_2 , peuvent être observés en un point P_3 qui est à mi-distance de P_1 et P_2 .

Deux points différents P_1 et P_2 de l'espace dans deux référentiels d'inertie différents qui se déplacent relativement l'un vers l'autre. Dans ce cas, on ne peut pas définir la simultanéité.

Ce paradoxe ne trouve de solution que lorsque chaque référentiel d'inertie possède un **temps propre**.

La relation suivante rattache alors les temps propres t et t' dans deux référentiels d'inertie R et R' :

$$t' = (ct - \beta x) / (c \sqrt{1 - \beta^2})$$

avec x : coordonnée du lieu de l'événement dans R .

Si deux événements sont séparés par un intervalle d'espace-temps réel alors il y a bien une relation de causalité entre les deux.

Le **principe de causalité** demeure : la conséquence suit toujours la cause.

Dilatation du temps

Si la durée d'un événement, dans le référentiel R , est égale à Δt , la durée du même événement, dans le référentiel R' , suivant la transformation de Lorentz, est $\Delta t' = \Delta t / \sqrt{1 - \beta^2}$. Il y a **dilatation des durées**. **Conséquences : Les montres en mouvement fonctionnent plus lentement que les montres au repos**, si on les observe par rapport à un référentiel d'inertie.

Cette formulation n'a naturellement rien à voir avec les horloges mécaniques ou autres. Elle exprime uniquement que le temps propre d'un référentiel en mouvement s'écoule plus lentement lorsqu'il est observé par rapport à un référentiel au repos. Le temps propre détermine la vitesse de tous les processus dans le référentiel donc par ex. celle des processus biologiques.

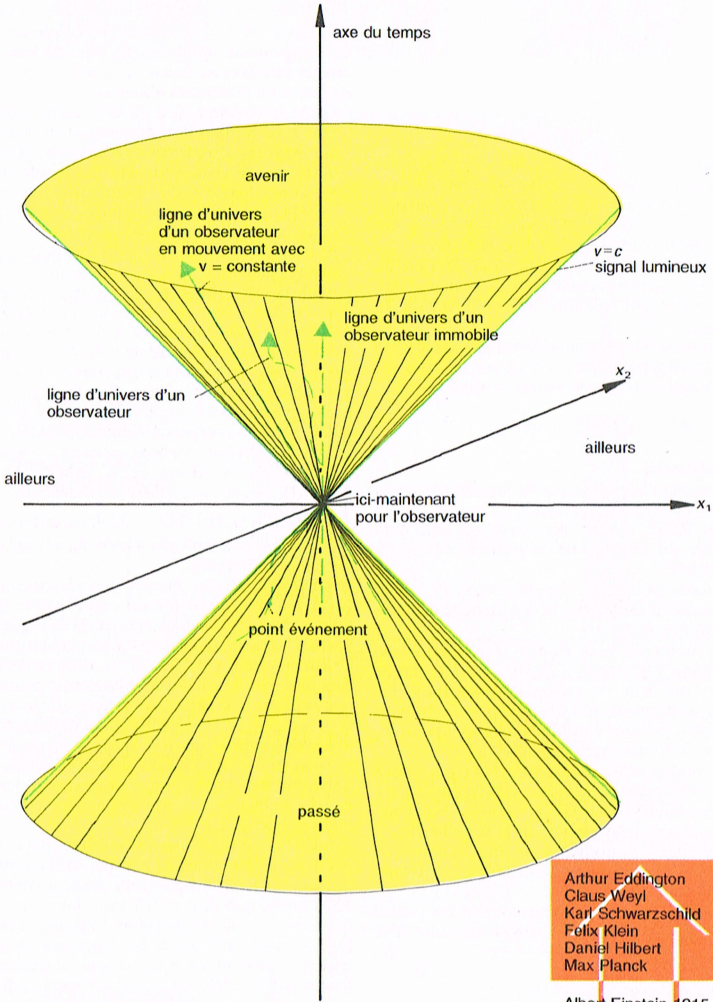
Paradoxe des jumeaux. L'un des jumeaux quitte la Terre avec une fusée et s'en éloigne à une très grande vitesse ($v = c$). Lorsqu'une année s'est écoulée à bord de la fusée, il revient vers la Terre. Il y retrouve son frère jumeau qui a vieilli de plusieurs années. Son horloge (son temps propre), donc aussi son processus biologique, a été en comparaison plus rapide.

Exemple : Si l'un des deux jumeaux voyageait à 90 % de la vitesse de la lumière, alors $v = 0,9c$ et $v^2/c^2 = 0,81$.

Donc $\Delta t' = 1 / \sqrt{1 - 0,81} = 2,29$. La différence d'âge des deux jumeaux à la fin du voyage est égale à 1,29 année.

Désintégration des muons. Le rayonnement cosmique très élevé produit entre autres des muons, dans les couches supérieures de l'atmosphère. Ces particules élémentaires ont une durée de vie moyenne $\tau = 2,2 \times 10^{-6}$ s. Elles se déplacent presque à la vitesse de la lumière et peuvent donc parcourir, d'après la physique classique, la distance $d = c\tau = 6,6 \times 10^2$ m dans le milieu avant de se désintégrer et ainsi de disparaître. Cependant, on les observe à la surface de la Terre, car leur temps propre et ainsi leur durée de vie augmentent à cause de leur très grande vitesse relative.

Comparaison d'horloges atomiques. En 1971, une horloge atomique au césium, extrêmement précise, s'envola à bord d'un avion à environ 1200 km/h, c.-à-d. $v = 278$ m/s, donc environ 0,0001 % de c . Après un vol de 15 heures, l'horloge à bord de l'avion fut comparée à une horloge restée au sol. On constata un décalage positif de $4,7 \times 10^{-8}$ s. C'est exactement la dilatation du temps prévue.



Arthur Eddington
Claus Weyl
Karl Schwarzschild
Felix Klein
Daniel Hilbert
Max Planck

Albert Einstein 1915

Hermann Minkowski
Henri Poincaré
Ernst Mach
Hendrik Lorentz
Galileo Galilei

Univers à quatre dimensions (espace-temps de Minkowski)

Contraction des longueurs

Mesurer la longueur d'une règle (ou celle d'un corps quelconque) exige d'examiner en même temps deux coïncidences temporelles. Si la règle et celle de mesure avancent l'une vers l'autre suivant la longueur de la règle, on observe alors une contraction des longueurs. On a :

$$d' = d\sqrt{1-\beta^2}$$

avec d' : longueur dans l'unité de longueur du référentiel mobile ; d : longueur propre, c.-à-d. la longueur dans le référentiel de l'observateur au repos par rapport à la règle.

Conséquence : Les objets mobiles sont raccourcis dans la direction du mouvement, leur volume se rétracte de manière identique. Perpendiculairement à la direction de v , il n'existe pas de contraction.

Dans la vie quotidienne, nous ne remarquons ni la dilatation du temps, ni la contraction de la longueur car toutes les vitesses sont très inférieures à c .

Addition des vitesses

En mécanique classique, la vitesse totale v est la somme vectorielle des deux vitesses v_1 et v_2 .

$$v = v_1 + v_2$$

La loi d'addition des vitesses d'Einstein en revanche est :

$$v = (v_1 + v_2) / (1 + v_1 v_2 / c^2)$$

Pour $v \ll c$, l'addition d'Einstein et l'addition galiléenne coïncident.

Même en additionnant des vitesses très élevées, c ne peut être atteint.

Exemple : si $v_1 = v_2 = 0,75c$, on a $v = 0,96c$.

Expérience d'interférence de Fizeau

Dans une substance ayant un indice de réfraction n , la lumière a la vitesse $c' = c/n$. Si la substance bouge elle-même à la vitesse v , parallèlement à la direction de la lumière on a :

$$c' = c/n + (1 - 1/n^2)v$$

$(1 - 1/n^2)$: coefficient d'entraînement.

La vitesse propre de la substance ne se superpose qu'en partie à celle de la lumière.

ARMAND FIZEAU (1819-1896) trouva expérimentalement ce coefficient d'entraînement en 1851.

Deux rayons lumineux cohérents, provenant d'une fente dans une plaque de verre semi-transparente, rentrent dans de l'eau en mouvement. L'un des rayons se dirige dans le sens du mouvement de l'eau, l'autre dans le sens contraire. Les deux rayons lumineux interfèrent.

Par l'analyse des interférences avec de l'eau en mouvement et de l'eau au repos, Fizeau détermina c' par rapport à v .

Cette expérience ne démontre pas seulement la loi d'addition d'Einstein (longtemps avant Einstein !), elle ruine aussi l'hypothèse de l'éther.

Structure de l'espace-temps

Tous les événements, ainsi que tous les corps existent dans l'espace et le temps. Un événement est représenté par un point, appelé **point-événement** ayant pour coordonnées x_1, x_2, x_3 et $x_4 = ict$ ou encore x_k avec $k = 1, 2, 3, 4$.

La distance entre deux points de l'espace X et Y est :

$$\begin{aligned} |s| &= \sqrt{s^2} \\ &= (x_1 - y_1)^2 + (x_2 - y_2)^2 \\ &= (x_3 - y_3)^2 + c^2(t_x - t_y)^2 \end{aligned}$$

Le **cône caractéristique lumineux** représente l'espace-temps géométriquement. Deux cônes sont situés sur la pointe l'un par rapport à l'autre et forment un sablier. Les axes des cônes sont le temps et perpendiculairement à cet axe, les axes d'espace.

Naturellement, on ne peut représenter visuellement que trois axes, il faut imaginer le quatrième.

Le point de contact des cônes est, pour l'observateur, l'**ici-maintenant**. Chaque observateur possède donc son propre cône caractéristique. Les surfaces des cônes, en haut (par rapport à ici-maintenant) séparent le présent de l'avenir, en bas le présent du passé.

Le **présent** est en dehors des deux cônes caractéristiques ($t = 0$). Tous les événements y sont rattachés spatialement au point ici-maintenant. Ils se situent dans l'ailleurs.

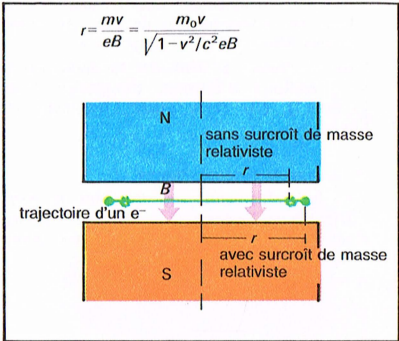
A l'intérieur des cônes, tous les événements sont liés temporellement à l'ici-maintenant. Ils sont des événements postérieurs ou antérieurs à l'ici-maintenant.

Le **cône supérieur** comprend l'avenir ($t > 0$).

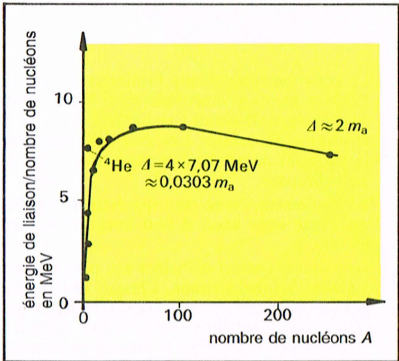
Le **cône inférieur** comprend le passé ($t < 0$).

Sur la surface du cône $v = c$.

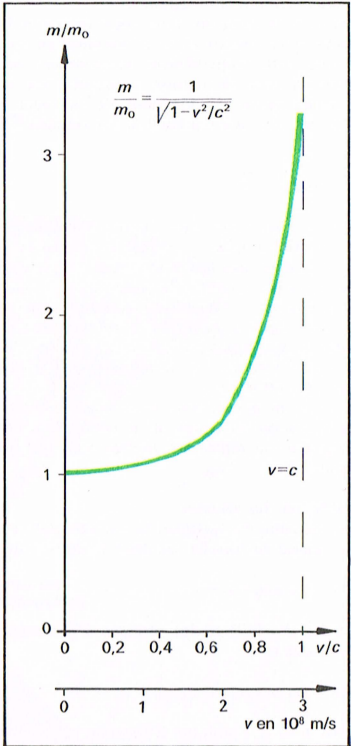
Les **lignes d'univers** décrivent les événements et les corps. Comme c est la plus grande vitesse de communication possible, les lignes d'univers se situent à l'intérieur des cônes. Pour l'observateur, elles traversent l'ici-maintenant.



Le surcroît de masse relativiste augmente le rayon de la trajectoire circulaire



A augmente avec A



La masse augmente avec la vitesse

transformation : énergie radiative $\rightarrow$ masse

équivalent masse d'un Joule :

$1 \text{ J} \rightarrow 1,11126 \times 10^{-17} \text{ kg}$

transformation : masse $\rightarrow$ énergie radiative

équivalent énergie d'un kilogramme :

$1 \text{ kg} \rightarrow 8,98755 \times 10^{16} \text{ J}$

$E=mc^2$

création

annihilation

Équivalence de la masse et de l'énergie

On peut formuler de manière générale et nouvelle les lois de la mécanique dans l'espace-temps de Minkowski. Au lieu de l'espace à trois dimensions habituel bien connu, apparaît l'espace-temps à quatre dimensions, se basant sur des quadrivecteurs de coordonnées relativistes x_i ($i = 1, 2, 3, 4$). Si les vitesses sont très petites par rapport à la vitesse de la lumière, les quadrivecteurs se simplifient en grandeurs classiques. En physique atomique et en physique des particules élémentaires, la mécanique relativiste joue aujourd'hui un rôle très important. Le point de l'espace-temps correspondant à un événement a pour coordonnées relativistes :

$$\begin{aligned}x_1 &= x \\x_2 &= y \\x_3 &= z \\x_4 &= ict\end{aligned}$$

avec x, y, z : coordonnées spatiales ; $i = \sqrt{-1}$; c : vitesse de la lumière ; t : temps.

Un **quadrivecteur** relie tous les points de l'univers avec l'origine de l'espace-temps.

Le **vecteur vitesse relativiste** u est obtenu par différentiation des coordonnées par rapport au temps. La valeur de u est :

$$u_i = dx_i/d\tau \quad \text{Vitesse relativiste}$$

avec $\tau = t\sqrt{1 - v^2/c^2} = t\sqrt{1 - \beta^2}$: temps propre de l'objet ou de l'événement ; v : vitesse dans l'espace à trois dimensions x, y, z .

Le **vecteur impulsion relativiste** est comme en mécanique classique proportionnel à u :

$$p = m_0 u \quad \text{Impulsion relativiste}$$

avec m_0 : **masse au repos** de l'objet.

p a trois composantes spatiales ($i = 1, 2, 3$)

$$p_i = m_0 v_i / \sqrt{1 - v^2/c^2}$$

et une composante temporelle ($i = 4$)

$$p_4 = m_0 c / \sqrt{1 - \beta^2}$$

La masse relativiste a pour expression :

$$m = m_0 / \sqrt{1 - \beta^2} \quad \text{Masse relativiste}$$

avec m : **masse** de l'objet.

Pour $v \rightarrow 0$, on a $m \rightarrow m_0$, c.-à-d. que pour de très petites vitesses ($v \ll c$), la masse relativiste et la masse au repos sont pratiquement identiques. La dépendance de la masse à la vitesse montre clairement pourquoi c est la plus grande vitesse possible :

Si v se rapproche de la vitesse de la lumière, la masse est alors supérieure à n'importe quelle valeur finie.

Le rapport de m et m_0 est mesurable avec les accélérateurs de particules.

Tachyon. Il est possible d'imaginer des particules dont la vitesse est plus élevée que celle de la lumière dans le vide. Elles ne contredisent pas les lois de la physique tant que leur vitesse est toujours supérieure à c et que leur masse disparaît pour $v \rightarrow c$. Jusqu'à ce jour, personne n'a pu prouver l'existence de ces particules hypothétiques.

Le **vecteur force relativiste** F est la dérivée par rapport au temps de l'impulsion relativiste :

$$F_i = dp_i/d\tau \quad \text{Force relativiste} \\ = m_0 du_i/d\tau$$

Pour l'**énergie totale** E d'un objet, on a (tant que $m_0 \neq 0$), d'après Einstein :

$$E = mc^2 \\ = m_0 c^2 + m_0 v^2/2$$

avec $m_0 c^2$: **énergie au repos** ; $m_0 v^2/2$: énergie cinétique pour $v \ll c$.

L'équivalent énergie pour une masse de 1 kg est par ex. égal à $8,988 \times 10^{16}$ J = $5,609 \times 10^{35}$ eV. Une énergie de liaison peut être considérée également équivalente à une masse.

Excès de masse, défaut de masse. La masse d'un noyau atomique est plus faible que la somme des masses de ses composants. Une partie de la masse du noyau est sous forme d'énergie de liaison entre les protons et les neutrons. La différence s'appelle *excès de masse* (noté Δ). On a :

$$\Delta = m_a - A m_u$$

avec m_a : masse de l'atome ; A : nombre de nucléons ou nombre de masse ; $m_u = 1 \text{ u} = 1,660\,566 \times 10^{-27}$ kg : unité de masse atomique. Exemple : Pour le noyau de l'atome ^4He , on a $\Delta = 2,827 \times 10^7$ eV = 28,27 MeV. Cette énergie est libérée lorsque 4 nucléons forment un noyau d'hélium He. L'énergie libérée par la fusion d'1 kg d'hydrogène correspond à l'énergie de la combustion de 25 000 t de charbon !
L'**énergie cinétique relativiste** E d'un objet est :

$$E_c = m_0 c^2 (1 / (\sqrt{1 - \beta^2}) - 1)$$

Conservation de l'impulsion relativiste

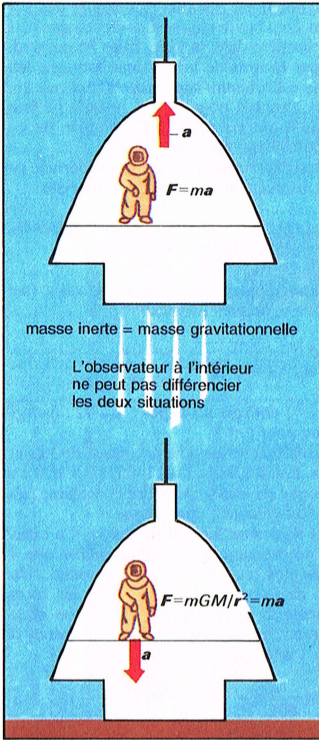
La somme des impulsions relativistes d'un système fermé de corps relativistes est constante. Donc :

$$\Sigma p_i = \text{constante} \quad i = 1, 2, 3, 4$$

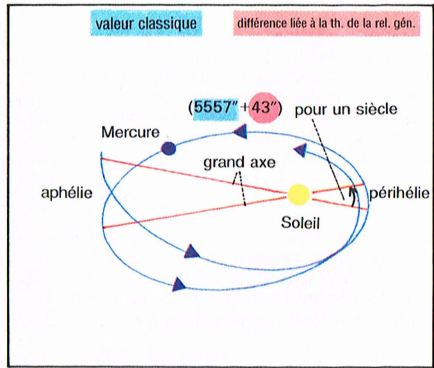
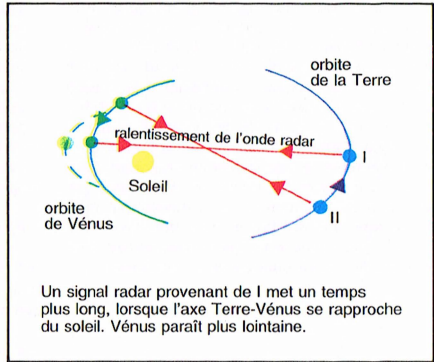
Principe de la conservation de l'énergie relativiste

$$p_4^2 - (p_1^2 + p_2^2 + p_3^2) = m_0^2 c^2$$

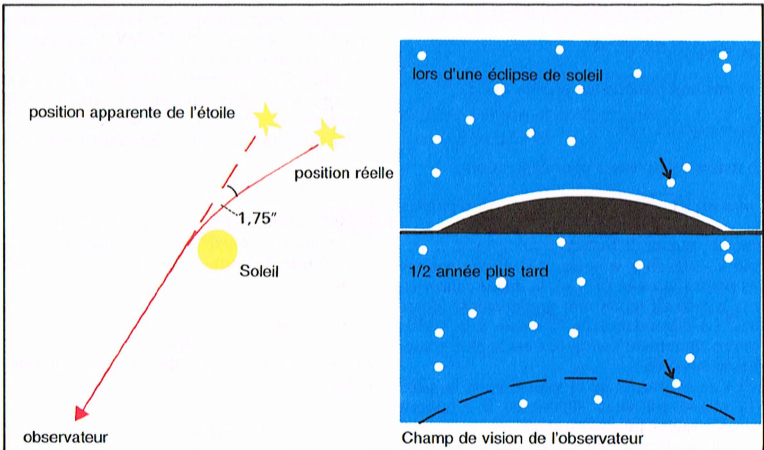
$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}$$



Principe d'équivalence d'Einstein



Précession du périhélie de Mercure



Diffraction de la lumière dans le champ de gravitation du Soleil

La théorie de la relativité généralisée énonce qu'il est impossible fondamentalement de distinguer deux vitesses uniformes l'une de l'autre. Cela est valable pour une vitesse uniforme et un état de repos. Pour une vitesse non uniforme, par ex. accélérée, c'est différent car des forces relatives à la masse apparaissent. Les forces d'inertie liées à un mouvement uniformément accéléré ne se distinguent pas des forces liées à un champ de gravitation. A partir de ces deux forces ont été définies une masse inerte et une masse gravitationnelle.

D'après la deuxième loi de Newton, $F = ma$. La *masse inerte* est introduite comme constante de proportionnalité entre la force F et l'accélération a .

D'après la loi de gravitation de Newton, par contre, $F = Gm_1m_2/r^2$. Les *masses gravitationnelles* m_1 et m_2 conduisent à l'existence de la force F .

Des expériences de chute libre avec des corps lourds très différents, conduites en 1890 par ROLAND VON EÖTVÖS (1848-1919), montrent que les masses inerte et gravitationnelle sont égales. Tous les corps tombent à la même vitesse. Ce résultat atteint une précision de 10^{-12} à ce jour. L'égalité de la masse inerte et de la masse gravitationnelle conduit au **principe d'équivalence d'Einstein** :

On ne peut distinguer un champ de forces d'inertie dans un mouvement uniformément accéléré d'un champ de gravitation.

C'est la conclusion de la **théorie générale de la relativité**, formulée en 1915 par Albert Einstein.

Exemple : Si l'on est debout sur un disque en rotation, on ressent une force en direction de la périphérie. Si les yeux sont bandés, on ne peut pas savoir s'il s'agit d'une force centrifuge (force d'inertie) ou si on se trouve dans un champ de gravitation homogène qui augmente proportionnellement à la distance de l'axe de rotation.

D'après la théorie générale de la relativité, le champ de gravitation détermine la structure courbe de l'univers. Les grandeurs physiques temps et espace sont remplacées par une grandeur physique espace-temps. La répartition des masses dans l'univers conduit à une déformation locale de l'espace-temps. Comme la répartition des masses est irrégulière, la géométrie euclidienne n'est plus valable. La courbure de l'univers quadridimensionnel est si faible qu'elle n'apparaît pas dans les processus terrestres. Nous ne pouvons la remarquer qu'à l'échelle cosmique.

D'après Einstein, notre monde devrait être un univers statique sphérique avec un rayon de courbure fini de l'ordre de 10^{25} m. Cela conduit cependant à des contradictions théoriques. En outre, l'univers est en expansion. Cette expansion est mise en évidence par le

décalage vers le rouge des galaxies par effet Doppler.

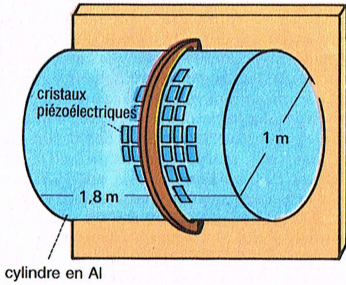
Conséquences de la théorie de la relativité :

La **diffraction de la lumière** dans le champ de gravitation : **lentille gravitationnelle**. Un rayon de lumière est diffracté dans le champ gravitationnel d'un corps de masse très importante, par ex. le soleil. L'angle de diffraction repose pour moitié sur un mouvement de chute des photons et sur la géométrie non euclidienne de l'espace aux environs du Soleil. Si le Soleil, lors d'une éclipse totale, se trouve devant un fond d'étoiles rapprochées, on peut observer une variation de leur luminosité lorsqu'il passe devant elles. Les premières mesures eurent lieu en 1919 et confirmèrent quantitativement les prévisions.

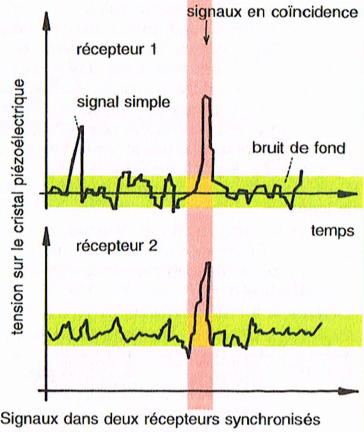
La **précession du périhélie** de la planète Mercure : En raison de la géométrie non euclidienne, les grands axes des planètes doivent avoir un lent mouvement de précession. La précession du périhélie de Mercure était connue longtemps avant Einstein. La raison principale repose certes sur l'influence des autres planètes, pourtant il demeure une différence inexplicable de 43 secondes d'arc par siècle. La théorie de la relativité générale explique cette différence.

Le **décalage vers le rouge dans un champ de gravitation**. Les horloges fonctionnent plus lentement, à proximité de champs de gravitation élevés. Cela conduit, pour des objets dont la masse est particulièrement importante à un décalage spectral vers les énergies les plus faibles. On peut effectivement l'observer sur les naines blanches (étoiles de masse volumique extrêmement élevée). On fit une mesure en 1960, en laboratoire, à l'aide de l'effet Mössbauer.

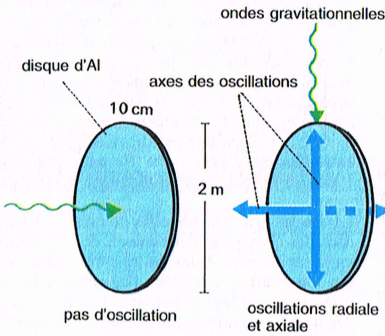
Les **ondes gravitationnelles** prennent naissance dans des champs gravitationnels dont l'intensité varie rapidement. Elles ont une très faible énergie. On pourrait considérer des couples de neutrons, tournant les uns autour des autres, comme des sources relativement intenses. On construisit depuis 1968 des récepteurs de résonance pour des ondes gravitationnelles avec des cylindres de métal. Les résultats sont contestables.



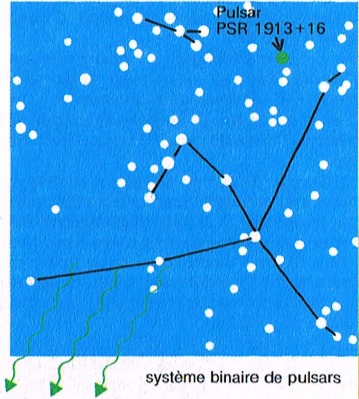
Récepteur d'ondes gravitationnelles



Signaux dans deux récepteurs synchronisés



directions sensibles des antennes



La théorie générale de la relativité indique qu'une masse accélérée émet des **ondes gravitationnelles**, qui se propagent à la vitesse de la lumière c et se composent d'un courant de **gravitons**.

Le processus analogue en électrodynamique est bien connu : si on accélère une charge électrique, elle émet des ondes électromagnétiques. Celles-ci se composent de photons et se propagent avec la vitesse c dans toutes les directions.

Les ondes gravitationnelles ont une action réciproque avec la matière et l'énergie. Pourtant cette possibilité d'interaction est extrêmement faible. Pour en prouver l'existence, il faut observer une source très intense d'ondes gravitationnelles avec un instrument extrêmement sensible. Les sources intenses sont par ex. les explosions de supernovae, la formation de trous noirs ou d'étoiles à neutrons, le collapse d'un système binaire d'étoiles, les galaxies en rotation. Depuis la fin des années 50, on essaie de prouver l'existence des ondes gravitationnelles.

Essais directs de détection

On peut utiliser comme antenne pour **récepteur d'ondes gravitationnelles**, un corps solide dont la masse est la plus importante possible. Les ondes gravitationnelles devraient provoquer à l'intérieur des ondes de résonance que l'on pourrait alors observer. La fréquence de ces oscillations devrait être de l'ordre de quelques kHz. Comme l'amplitude des ondes émises est certainement très faible, une telle antenne doit être très bien isolée des oscillations d'autres sources.

C'est pourquoi il ne peut être question de la plus grande antenne possible, la Terre. Des activités sismiques et des processus météorologiques créent des oscillations si intenses que les ondes gravitationnelles seraient probablement recouvertes par ce bruit de fond.

En 1958, JOSEPH WEBER, de l'université de Maryland aux États-Unis, construisit le premier **récepteurs d'ondes gravitationnelles** : un cylindre en aluminium d'1 m de diamètre, 1,8 m de longueur, et d'une masse de 3 t environ était suspendu à des fils de fer. Cette construction était placée dans le vide, car les molécules d'air sont la source principale de perturbations. Le cylindre était refroidi pour minimiser les oscillations dues à la chaleur. Des cristaux piézoélectriques servaient de détecteurs d'oscillations. Ces cristaux étaient disposés en cercle par rapport au centre du cylindre. La sensibilité du dispositif est de $1:10^{16}$, c.-à-d. qu'un changement de longueur du cylindre d'aluminium, dû aux oscillations, de seulement 1 % du diamètre du noyau d'un atome pouvait être détecté !

Pour éliminer les perturbations liées à l'environnement du système, dues par ex. aux champs électromagnétiques des éclairs ou aux rayonne-

ments cosmiques, les expérimentateurs construisirent deux antennes identiques, à une distance d'environ 1 000 km l'une de l'autre. Un branchement permettait de ne mesurer que les oscillations qui arrivaient sur les deux antennes en même temps.

A la fin des années 60, WEBER a peut-être observé des ondes gravitationnelles. Si c'est le cas, elles venaient du centre de la voie lactée. Les derniers développements : les détecteurs sont en niobium, un métal lourd du groupe du vanadium. Le cylindre est refroidi jusqu'à quelques Kelvin. La sensibilité des installations est de $1:10^{19}$. À Genève, Stanford, Louisiana, Maryland et en Australie, il existe une de ces antennes, qui sont branchées en coïncidence.

Jusqu'au début 1993, l'existence des ondes gravitationnelles n'a pu être clairement prouvée.

Cela n'est pas étonnant, car dans l'espace les ondes intenses sont rares et n'existent que pendant des laps de temps très brefs.

Preuve indirecte de l'existence de l'onde gravitationnelle

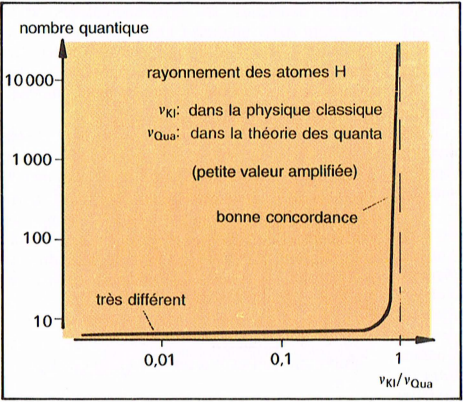
En 1974, RUSSEL HULSE et JOSEPH TAYLOR découvrirent le pulsar 1913+16. Avec un partenaire invisible, il se forme un système binaire (très rare). Il a un diamètre de 20-30 km, sa masse s'élève à 1,4 fois celle du Soleil, sa fréquence de rotation est de 30 tours/s. Les partenaires de ce système binaire tournent, à une très faible distance (environ à quatre fois le diamètre du Soleil) l'un de l'autre. En conséquence, le pulsar est soumis à une accélération centripète très élevée et devient ainsi une source d'ondes gravitationnelles intenses. Le pulsar perd ainsi, sans cesse, de l'énergie. La conséquence est un rétrécissement de sa trajectoire. La longueur $a = 3,1 \times 10^9$ m du grand demi-axe devrait perdre, chaque année, 3,5 m.

Comme les ondes électromagnétiques, émises par le pulsar, ont une fréquence extrêmement stable, on peut calculer très précisément les caractéristiques de la trajectoire à partir du décalage spectral par effet Doppler mesuré pour de nombreux points de celle-ci.

Des mesures effectuées depuis 6 ans ont montré que la période orbitale a baissé de $7,6 \times 10^{-5}$ s/a.

C'est exactement cette valeur que l'on trouve quand le pulsar émet des ondes gravitationnelles. Ce n'est en outre qu'une preuve indirecte de leur existence.

Ces mesures sont en accord avec les prévisions de la théorie de la relativité générale.



Principe de correspondance de Bohr

● Constante de Planck

m ν

complémentarité

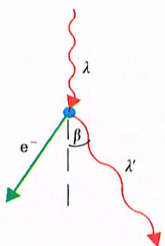
λ

onde associée à une particule

$\lambda = \frac{h}{mv}$

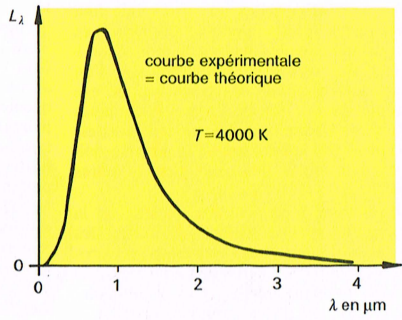
effet Compton

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \left(\frac{h}{m_0 c}\right) (1 - \cos \beta)$$



loi de Planck

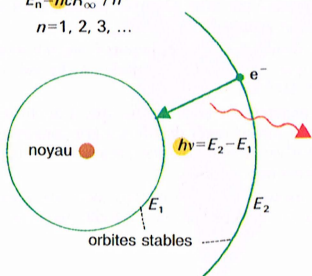
$$L_\lambda = \frac{c^2 h}{\lambda^5 \exp\left(\frac{hc}{\lambda kT} - 1\right)}$$



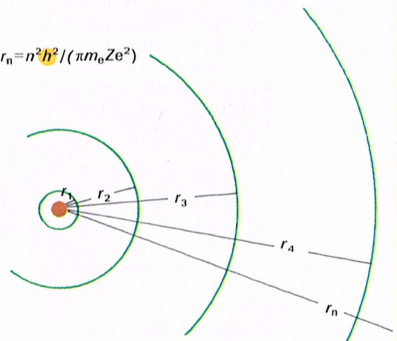
modèle atomique de Bohr

$$E_n = \frac{hcR_\infty}{n^2}$$

$n = 1, 2, 3, \dots$



$$r_n = n^2 \frac{h^2}{4\pi m_0 Ze^2}$$



En physique classique, des grandeurs et des états physiques apparaissent comme des phénomènes constants. Au niveau atomique, il n'en est plus ainsi. De nouvelles hypothèses sont nécessaires pour interpréter les résultats des mesures. La **théorie des quanta** énonce ces conditions :

Les variations d'une grandeur physique ne se font que par des multiples entiers d'une unité plus petite, la constante de Planck (notée h) :

$$h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

MAX PLANCK établit en 1900 les bases de la théorie des quanta. Albert Einstein l'appliqua, en 1905, à l'effet photoélectrique et lui donna ainsi toute son importance. NIELS BOHR créa grâce à elle, en 1913, le premier modèle atomique quantifié. ERWIN SCHRÖDINGER et WERNER HEISENBERG la développèrent, dans les années 20, dans la **mécanique quantique**.

La quantification des grandeurs physiques n'est pas, à vrai dire, une idée nouvelle. DÉMOCRITE postula, déjà au IV^e siècle av. J.-C., que la matière se partage en corps insécables : les atomes. Bien avant 1900, il avait été mis en évidence qu'une charge électrique apparaissait toujours comme un multiple entier d'une charge élémentaire.

Phénomènes liés à la théorie des quanta

Quanta de lumière

Isaac Newton décrivit au XVII^e siècle la lumière comme un courant de particules. Cependant le modèle ondulatoire s'imposa. Max Planck introduisit de nouveau la notion de **quanta** pour les rayonnements, afin de décrire le rayonnement du corps noir.

$$L_v = (2h\nu^3/c^2)(1/(\exp(\eta\nu/kT) - 1))$$

Lors d'un rayonnement de fréquence ν , un quantum a pour énergie :

$$E = h\nu$$

Ainsi, toute énergie émise par un système physique est :

$$E + nh\nu \quad (n = 1, 2, 3, \dots)$$

Albert Einstein utilisa la théorie des quanta pour définir l'énergie cinétique E_c des photoélectrons.

$$E_c = h\nu - W$$

W est une constante.

E_c ne dépend donc pas de l'intensité de la lumière incidente, mais de sa fréquence ou de sa longueur d'onde.

ARTHUR COMPTON expliqua la diffusion d'un rayonnement hautement énergétique, qu'il découvrit en 1922, à l'aide de la quantification de la quantité de mouvement. Pour la différence $\Delta\lambda$ des longueurs d'onde, on a :

$$\Delta\lambda = h(1 - \cos\beta)/(m_e c)$$

avec β : angle de dispersion ; m_e : masse des électrons.

Postulats de Bohr

ERNEST RUTHERFORD développa, en 1911, à partir de ses expériences de dispersion avec les particules α , le premier modèle moderne d'atome :

Les électrons négatifs se déplacent à une distance de 10^{-10} m, autour du noyau atomique, chargé positivement, dont le diamètre est de l'ordre de 10^{-14} m.

D'après l'électrodynamique classique, l'énergie des orbites des électrons n'est pas constante car la circulation des électrons entraînerait l'émission de rayonnement.

NIELS BOHR posa comme postulat que l'énergie des orbites était quantifiée et put interpréter ainsi le spectre de l'atome d'hydrogène.

1) Postulat : les électrons ne se déplacent autour du noyau que sur des orbites déterminées et énergétiquement stables.

2) Postulat : lors du passage d'un électron d'une orbite d'énergie E_1 , à une autre d'énergie E_2 , il y a émission ou absorption d'une énergie sous la forme d'un rayonnement électromagnétique. La différence d'énergie entre les deux orbites est :

$$\Delta E + (E_1 - E_2) = nh\nu$$

Onde associée à une particule

LOUIS-VICTOR DE BROGLIE attribua, en 1923, une longueur d'onde λ à chaque particule de masse m et de vitesse v :

$$\lambda = h/(mv)$$

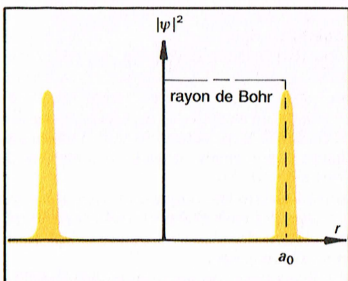
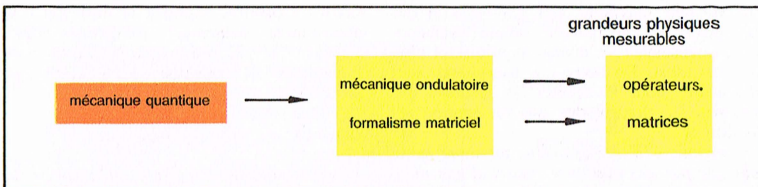
GERMER, DAVISSON et THOMSON mirent en évidence, en 1927, de manière expérimentale, l'onde associée à un électron par diffraction de cristaux de Ni.

Relations d'indétermination de Heisenberg

WERNER HEISENBERG déduisit en 1927, de ses réflexions sur la nature des processus de mesure, les relations d'incertitude.

$$\begin{array}{ll} \Delta x \Delta p_x \geq h & \text{ou} \\ \Delta y \Delta p_y \geq h & \Delta x \Delta p_x \geq \hbar \\ \Delta z \Delta p_z \geq h & \Delta y \Delta p_y \geq \hbar \\ \Delta E \Delta t \geq h & \Delta z \Delta p_z \geq \hbar \\ & \Delta E \Delta t \geq \hbar \end{array}$$

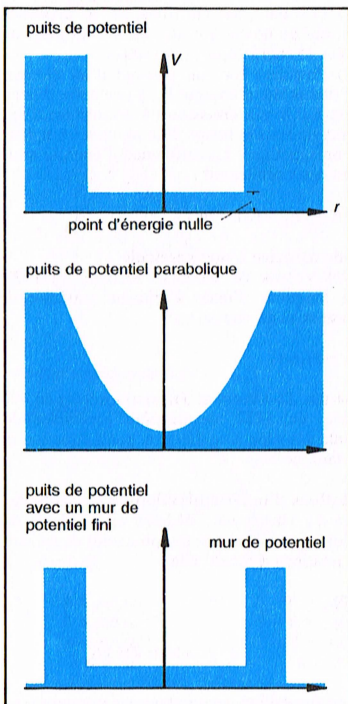
$$\text{Avec } \hbar = h/(2\pi)$$



Probabilité de présence $|\psi|^2$ d'un e^- dans un atome d'H

conservation de l'énergie	$W = E_k + E_p$
équation des opérateurs	$H = T + V$
opérateurs	$\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(r)$
équation de Schrödinger	$\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + V(r) \psi$

Principe de l'énergie et équation de Schrödinger



Potentiel $V(r)$ unidimensionnel

coordonnée x :	valeur de la fonction d'onde
$\bar{x} = \int_{-\infty}^{+\infty} x \psi ^2 dx$	
opérateur de la coordonnée x	
impulsion moyenne	
$\bar{p}_x = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx} \psi ^2 dx$	
opérateur de l'impulsion	
normalisation	
$\int_{-\infty}^{+\infty} \psi ^2 dx = 1$	

Valeurs moyennes pour une particule en mécanique ondulatoire

	3 ^e colonne de la matrice
$A = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & \dots & a_{1m} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & \dots & a_{2m} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & \dots & a_{3m} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{n1} & a_{n2} & a_{n3} & \dots & a_{nm} \end{pmatrix}$	2 ^e ligne de la matrice

Matrice A à m colonnes et n lignes

Si on examine le domaine atomique de manière expérimentale, la question est de savoir si c'est le caractère ondulatoire ou particulaire qui apparaît.

Par ex. un électron est manifestement une particule. Si pourtant un courant d'électrons pénètre dans un réseau cristallin, on peut observer un phénomène d'interférences comme seules les ondes peuvent le provoquer.

Comme les ondes se propagent dans tout l'espace, et que les particules sont localisées, les deux représentations du domaine microscopique s'excluent mutuellement, elles sont **complémentaires**.

La justification de cette complémentarité est manifeste : on décrit les particules élémentaires et les processus dans le domaine microscopique avec des notions et des images qui sont empruntées à l'expérience quotidienne, ce qui conduit à des contradictions. La lumière et les particules élémentaires ne sont ni des ondes, ni des particules, on parle de **dualité onde-corpuscule**. Cette notion est inconnue au quotidien.

Chaque théorie élaborée sur le domaine atomique doit tenir compte de cette complémentarité sans contradictions. Cela fut permis en 1926, grâce à WERNER HEISENBERG et ERWIN SCHRÖDINGER. Tous deux développèrent des théories différentes de la **mécanique quantique** dont les résultats concordent cependant. Schrödinger développa son étude à partir des ondes et aboutit à l'aspect particulaire de la matière et de la lumière. Heisenberg par contre, partit de la notion de particule.

Mécanique ondulatoire. Une fonction appelée *fonction d'ondes* (notée ψ) décrit les états d'une particule ou d'un système physique. ψ dépend de la position et du temps. Elle n'a pas de signification évidente, mais elle permet cependant de déterminer des probabilités sur la position et sur d'autres grandeurs du système décrit. ψ intervient dans l'**équation de Schrödinger** dont les solutions décrivent le comportement d'un système physique. L'équation de Schrödinger, pour une seule particule, est :

$$(\hbar/i)(\partial\psi/\partial t) = (-\hbar^2/(2m))\Delta\psi + U(r)\psi$$

avec

$i = \sqrt{-1}$; $\hbar = h/2\pi = 1,055 \times 10^{-34}$ J · s ; m : masse des particules ;

$\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$: opérateur Laplacien ; ψ : fonction d'onde ; $U(r)$: potentiel dépendant de la position.

Comme nous l'avons dit, ψ n'a elle-même aucune signification dans la réalité, mais le carré de la valeur absolue de ψ , donc $|\psi|^2$, est la probabilité de présence de la particule ou du système de particules en un point précis de

l'espace. Comme la particule est présente quelque part dans l'espace, on a :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dx dy dz = 1 \text{ Condition de normalisation}$$

On ne peut qu'exprimer une probabilité sur les propriétés d'une particule, par ex. sur sa position. Si par contre, on est en présence d'un système de nombreuses particules semblables, on peut effectuer des mesures caractérisant plus précisément le système.

Utilisations :

L'**atome d'hydrogène** est constitué d'un proton autour duquel se déplace un électron sous l'action de la force de Coulomb. La solution de l'équation de Schrödinger conduit à un nombre infini de valeurs discrètes d'énergie E_n . On a :

$$E_n = - (e^4 m_e / (8 \epsilon_0^2 \hbar^2)) / (1/n^2)$$

avec e : charge élémentaire ; m_e : masse de l'électron ; ϵ_0 : permittivité électrique du vide ; $n = 1, 2, 3 \dots$: nombre quantique principal.

Pour $n = 1$, l'atome d'hydrogène se trouve à l'état fondamental.

On ne peut pas parler d'orbites d'électrons dans l'atome d'hydrogène, au point de vue de la mécanique quantique car l'électron n'est pas localisable, à cause des relations d'incertitude. Pour $n = 1$, on obtient seulement une probabilité de présence de l'électron, à l'intérieur d'une enveloppe, en forme de sphère, avec des limites imprécises. Le rayon de l'orbite stationnaire est :

$$a_0 = 5,292 \times 10^{-11} \text{ m} \quad \text{Rayon de Bohr}$$

Formalisme matriciel. Les grandeurs physiques mesurables, comme la position, le temps, la quantité de mouvement et l'énergie d'une particule ou d'un système de particules sont formalisées en matrices.

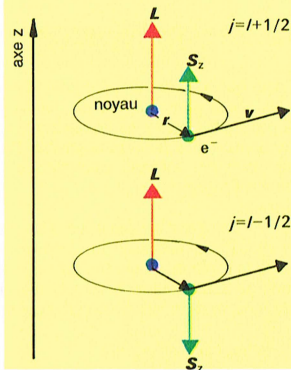
Une matrice (notée A) est un système d'éléments A_{ij} , où i est l'indice de la ligne et j l'indice de la colonne. Une matrice contient n lignes et m colonnes.

Les états d'une particule ou d'un système de particules sont représentés par un vecteur. L'**équation de Heisenberg** décrit l'évolution dans le temps des grandeurs physiques. On a :

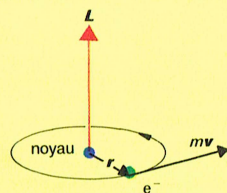
$$i\hbar(dA/dt) = [A, H] + i\hbar(\partial A/\partial t)$$

avec A : matrice de la grandeur physique ; H : matrice d'Hamilton, décrivant la dépendance de l'énergie du système aux autres grandeurs physiques ; $[A, H] = AH - HA$: commutateur de A et de H ; AH : produit des deux matrices.

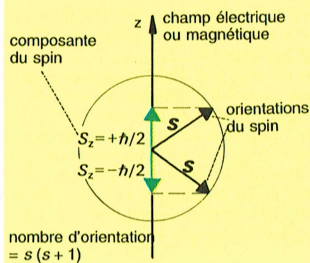
possibilités d'orientation



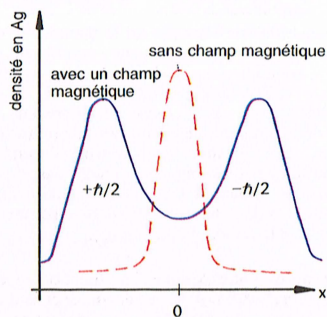
$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times m\mathbf{v}$$



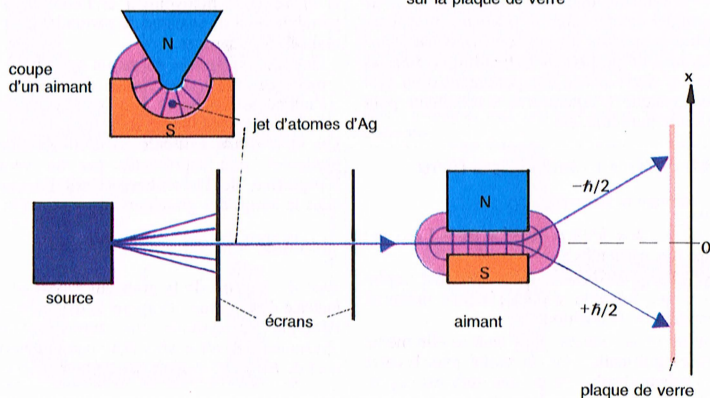
Moment cinétique $\mathbf{L}$ d'un électron



Moment cinétique de spin $\mathbf{S}$ d'un électron



Distribution des atomes Ag sur la plaque de verre



Expérience de Stern et Gerlach

Au niveau des atomes et des molécules, l'énergie est quantifiée, c.-à-d. que les énergies absorbées ou émises par les systèmes sont constamment des multiples entiers de $h\nu$. Il est déterminant pour l'élaboration de tels systèmes que deux autres grandeurs soient quantifiées : la direction du vecteur moment cinétique et le carré de la valeur de celui-ci. La direction du vecteur moment cinétique est telle que sa projection sur un axe déterminé soit un multiple entier de $\hbar = h/(2\pi)$.

Exemple : L'électron se déplace autour du noyau de l'atome et possède un vecteur moment cinétique $\mathbf{L}$, perpendiculaire au plan de sa trajectoire. De plus, il possède un moment cinétique intrinsèque $\mathbf{S}$, appelé spin. La direction de $\mathbf{S}$ peut être parallèle ou antiparallèle à la direction de $\mathbf{L}$. Comme les différentes possibilités de position conduisent à différents niveaux d'énergie, il y a apparition de dédoublement des niveaux d'énergies de l'électron. La quantification spatiale peut être considérée comme par ex. la *structure fine* d'une raie spectrale.

La direction d'un champ d'induction magnétique externe a la même influence. Il y a division des raies spectrales également avec un champ électrique (effet Stark) comme avec un champ magnétique (effet Zeeman).

D'après le modèle atomique de Bohr, les électrons négatifs e tournent autour du noyau atomique positif. Dans l'approche quantique, la probabilité de présence des électrons est dans certaines régions beaucoup plus élevée. Le rayon de l'atome est de l'ordre de 10^{-10} m, tandis que celui du noyau est de 10^{-14} m. La presque totalité de la masse de l'atome est réunie dans le noyau.

Par la suite, nous considérerons la quantification du moment cinétique des électrons qui se déplacent autour du noyau. L'influence du noyau sera négligée.

Moment cinétique

Le **moment cinétique** (noté $\mathbf{L}$) des électrons est :

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \wedge \mathbf{p} \quad \text{Moment cinétique}$$

avec $\mathbf{r}$: vecteur de position ; $\mathbf{p}$: quantité de mouvement ou impulsion des électrons.

$\mathbf{L}$ est un vecteur perpendiculaire au plan formé par $\mathbf{r}$ et $\mathbf{p}$.

En mécanique quantique, $\mathbf{p}$ est un *opérateur* dont la composante sur l'axe x est :

$$L_x = -(\imath\hbar)(\partial y/\partial z - \partial z/\partial y)$$

Le carré de la valeur L de $\mathbf{L}$ est quantifié. On a :

$$L^2 = l(l+1)\hbar^2 \quad l = 0, 1, 2, \text{ etc.}$$

avec l : nombre quantique du moment cinétique. Chaque électron dans l'atome possède une certaine valeur pour l .

La projection de $\mathbf{L}$ sur une direction donnée, par ex. L_z , peut prendre toutes les valeurs entières entre $-l\hbar$ et $+l\hbar$, donc au total $(2l+1)$ valeurs. Pour un électron dans un atome, on a $l \leq n-1$ avec n : nombre quantique principal.

Dans l'atome d'hydrogène H, le niveau d'énergie E_n , dans n^2 niveaux d'énergies différents est divisé, en raison de la quantification de $\mathbf{L}$.

(Si on considère en outre le spin de l'électron, ce sont même $2n^2$).

Cette division s'appelle *dégénérescence* des niveaux d'énergie. Dans des champs magnétiques et électriques externes, la dégénérescence relative des niveaux d'énergie peut être mesurée par la quantification de $\mathbf{L}$.

Le **magnéton de Bohr**. Un électron qui se déplace autour du noyau d'un atome représente un courant circulaire qui produit un moment magnétique (noté μ). Pour un atome d'hydrogène H avec un électron, la valeur μ de μ est :

$$\mu = ne\hbar/(2m_e)$$

avec e : charge élémentaire ; m_e : masse au repos de l'électron. Pour $n = 1$ (c.-à-d. dans l'état fondamental), μ s'appelle le **magnéton de Bohr** (noté μ_B). On a :

$$\mu_B = e\hbar/(2m_e) = 9,274 \times 10^{-24} \text{ J/T}$$

μ_B est l'unité de moment magnétique atomique. μ et $\mathbf{L}$ d'un électron sont parallèles, on a :

$$\mu = \gamma \mathbf{L}$$

avec $\gamma = e/(2m_e)$: rapport gyromagnétique.

Moment cinétique de spin

L'électron, en plus de son mouvement autour du noyau, possède un mouvement de rotation propre appelé **spin** caractérisé par son moment cinétique de spin (noté $\mathbf{S}$).

$\mathbf{S}$ est représenté en mécanique quantique par les *matrices de Pauli* σ . Pour la composante z , on a par ex. :

$$\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \hbar/2$$

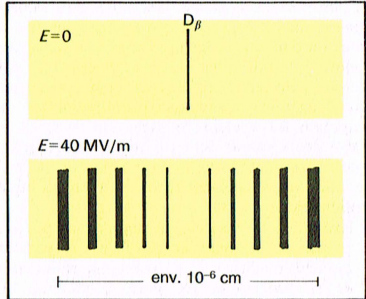
$\mathbf{S}$ est quantifié. La valeur S de $\mathbf{S}$ est :

$$S^2 = s(s+1)\hbar^2$$

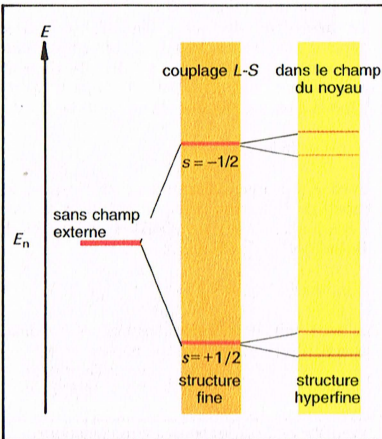
avec s : nombre quantique de spin.

spin dans la direction z		
électron	$\hbar/2$	fermions
positron	$\hbar/2$	
proton	$\hbar/2$	
neutron	$\hbar/2$	
atome d'Ag	$\hbar/2$	
noyau de ${}^7\text{Li}$	$3\hbar/2$	
photon	$1\hbar$	bosons
deuteron	$1\hbar$	
particule α	0	
molécule d' O_2	$1\hbar$	
graviton	$2\hbar$	

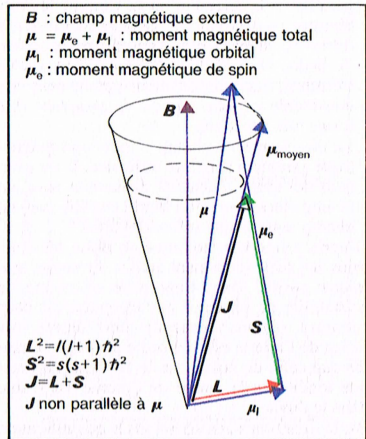
Spin de quelques particules



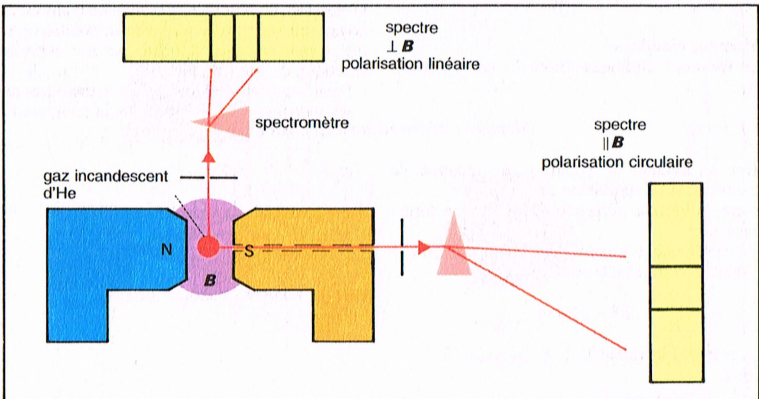
Division de la ligne D_β du deutérium par effet Stark



Division des niveaux d'énergie d'un atome



Moment cinétique et moment magnétique dans un champ magnétique externe



Effet Zeeman normal

Le *spin* est généralement désigné par s , appelé nombre quantique de spin. Pour l'électron, $s = 1/2$. Ainsi, on a :

$$S = (\sqrt{3/2}) \hbar \quad \text{Moment cinétique de spin}$$

L'orientation de S des électrons est telle que, pour sa composante dans la direction z , on ait :

$$S_z = + \hbar/2$$

ou

$$S_z = - \hbar/2$$

Toutes les particules élémentaires, tous les atomes et toutes les molécules ont un moment cinétique de spin ou un moment cinétique total. Les particules avec un nombre quantique de spin $1/2$ s'appellent des *fermions* (ex : électron, positron, proton, neutron). Ceux avec $s = 0$ ou $s = 1$ s'appellent des *bosons* (ex : photon, deutéron, particule α , graviton). Les particules avec $s > 2$ sont inconnues à ce jour. Dans un système de particules, il peut y avoir un couplage antiparallèle de spins.

Le spin de l'électron est la cause du **moment magnétique de l'électron** (noté μ_e) et ainsi l'origine du ferromagnétisme. On a :

$$\mu_e = 9,285 \times 10^{-24} \text{ J/T}$$

Les valeurs des moments magnétiques se rapportant au spin de l'électron et au moment cinétique orbital pour $n = 1$, sont, par hasard, semblables. $\mu_e/\mu_B = 1,001\,159\,7$ s'appelle le *facteur g* de l'électron.

Expérience de Stern et Gerlach. OTTO STERN (1888-1969) et WALTHER GERLACH (1889-1979) prouvèrent, en 1927, l'existence du spin de l'électron. Ils firent passer un fin jet d'atomes d'argent à travers les lignes de champ d'un champ magnétique puissant et non homogène. Le rayon rencontrait finalement une plaque de verre et se divisait en deux rayons distincts. L'électron de valence des atomes Ag possède un nombre quantique de spin $1/2$. Les moments cinétiques de spin des différents atomes d'argent se placent parallèlement ou anti-parallèlement aux lignes du champ magnétique. Le rayon se divise. Un jet d'atomes d'argent ionisés ne se divise pas. S est mesuré directement par l'effet *Einstein et de Haas*.

Moment cinétique total

Le moment cinétique orbital et le moment cinétique de spin d'un électron dans un atome se couplent pour former le **moment cinétique total** (noté J).

S s'oriente parallèlement ou anti-parallèlement à L (couplage L - S).

La valeur J de J est

$$J = L \pm (1/2)\hbar \quad \text{Moment cinétique total}$$

Les nombres quantiques l et s s'additionnent pour donner le **nombre quantique de moment cinétique total** (noté j).

$$j = l + s$$

Le couplage des moments cinétiques orbitaux et de spin avec le moment cinétique total d'un système de particules suit des règles compliquées. Dans des systèmes de particules, à l'exception des atomes à un électron, les différents moments magnétiques s'assemblent pour former un moment magnétique total. Le moment cinétique total et le moment magnétique total ne sont généralement pas parallèles.

Utilisation

Effet Zeeman. Si une source lumineuse est placée d'un champ magnétique puissant, on observe que toutes les raies spectrales se sont divisées plusieurs fois. PIETER ZEEMAN (1865-1943) découvrit ce processus en 1896 (en 1902, il obtint le prix Nobel pour ces travaux).

Explication : Les moments cinétiques des atomes de la source de lumière s'orientent dans le champ magnétique. Ils ont $(2j + 1)$ possibilités d'orientation. Les différents états d'énergie de l'atome se divisent ainsi en $(2j + 1)$ sous-états. Comme les raies spectrales représentent la différence d'énergie ΔW entre les états d'énergie, les différentes raies apparaissent divisées.

On distingue :

L'effet Zeeman normal. Cet effet apparaît pour des atomes soumis à un champ magnétique avec $S = 0$ et $L \neq 0$. Les raies divisées montrent les unes par rapport aux autres une différence d'énergie $\Delta W = \mu_B B$, avec B : intensité du champ magnétique d'induction B . La différence de fréquence $\Delta \nu$ entre les raies est :

$$\Delta \nu = \Delta W / h \quad \text{Fréquence de Larmor} \\ = 14 \text{ GHz/T}$$

Exemple : Les raies de l'hydrogène dans un champ magnétique de 1 Tesla se divisent, avec un écart $\Delta \nu = 1,4 \times 10^{10} \text{ Hz}$, c.-à-d. $0,004\,7 \text{ m}^{-1}$.

Effet Zeeman anormal. Cet effet apparaît pour des atomes soumis à un champ magnétique avec $S \neq 0$ et $L \neq 0$. Conformément à cela, l'effet Zeeman anormal est plus fréquent que l'effet Zeeman normal.

Effet Stark. JOHANNES STARK (1874-1957 ; prix Nobel en 1919) montra que les raies spectrales se divisent, comme dans l'effet Zeeman, lorsque les atomes d'une source de rayonnement se trouvent dans un champ électrique puissant. La séparation est en général proportionnelle au carré de l'intensité du champ électrique.

Élément	Z	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f
H	1	1									
He	2	2									
Li	3	2	1								
Be	4	2	2								
B	5	2	2	1							
C	6	2	2	2							
N	7	2	2	3							
O	8	2	2	4							
F	9	2	2	5							
Ne	10	2	2	6							
Na	11	2	2	6	1						
Mg	12	2	2	6	2						
Al	13	2	2	6	2	1					
Si	14	2	2	6	2	2					
P	15	2	2	6	2	3					
S	16	2	2	6	2	4					
Cl	17	2	2	6	2	5					
Ar	18	2	2	6	2	6					
K	19	2	2	6	2	6	1				
Ca	20	2	2	6	2	6	2				
Sc	21	2	2	6	2	6	1	2			
Ti	22	2	2	6	2	6	2	2			

configuration électronique :

Nombre d'e- avec n, l

$(n\ l)^x (n'\ l')^{x'} (n''\ l'')^{x''} \dots$

Nombre quantique principal

Nombre quantique secondaire $l = 0, 1, 2, 3$ noté s, p, d, f

$x + x' + x'' + \dots = Z$

remplissage partiel dû à la stabilité de la sous-couche

Couche K $n=1$

Couche L $n=2$

Couche M $n=3$

Couche N $n=4$

$(1s)^2(2s)^2(2p)^3$

Nombres quantiques :

n	l	m	s	
1	0	0	+1/2	électrons 1s
1	0	0	-1/2	
2	0	0	+1/2	électrons 2s
2	0	0	-1/2	
2	1	0	+1/2	électrons 2p
2	1	0	-1/2	
2	1	+1	+1/2	
2	1	+1	-1/2	

multiplicité

$(2S+1)L_J$

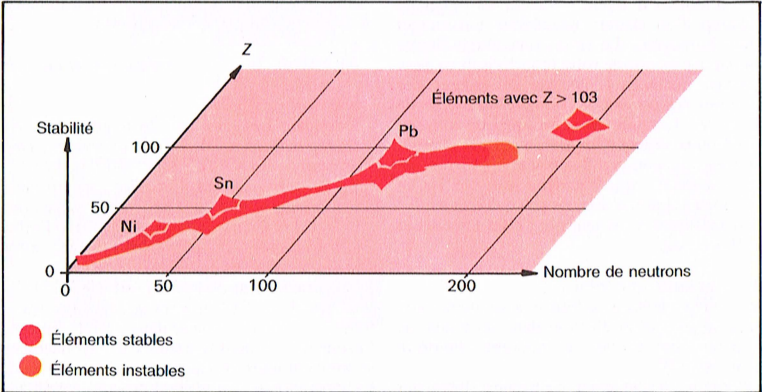
moment angulaire total

moment cinétique orbital total pour $L = 0, 1, 2, 3$ correspond à S, P, D, F

exemple : 7N ${}^4S_{3/2}$

Configuration électronique et nombres quantiques

Caractérisation du moment cinétique orbital d'un atome



Hypothétique îlot de stabilité

Les **quatre nombres quantiques** n , l , m , et s déterminent les états des électrons autour du noyau, c.-à-d. la configuration électronique de l'atome.

Nombres quantiques

Le **nombre quantique principal** (noté n) détermine le rayon r de l'orbite de l'électron. En effet, r croît à peu près proportionnellement à n^2 . Il définit la *couche électronique*.

Les électrons avec $n = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ s'appellent respectivement les électrons de la couche K, L, M, O, P, Q.

Le **nombre quantique secondaire ou azimutal** (noté l) est une mesure du moment cinétique orbital de l'électron. L'énergie d'un état avec n donné est proportionnelle à l . l peut prendre les valeurs $0, 1, 2, \dots, n-1$.

Les électrons avec $l = 0, 1, 2, 3$ s'appellent respectivement les électrons des sous-couches s, p, d, f .

Le **nombre quantique magnétique** (noté m) quantifie la projection sur un axe du moment cinétique des électrons. Chaque sous-couche possède $2l+1$ orbitales, c.-à-d. que m peut prendre les valeurs $-l, -l+1, -l+2, \dots, -1, 0, +1, \dots, l-1, +l$.

Le **nombre quantique magnétique de spin** (noté s) est une mesure du moment cinétique de spin. Le moment magnétique de l'électron ne peut prendre que deux valeurs : $+1/2$ et $-1/2$.

Le **principe de Pauli** a été formulé en 1925 par WOLFGANG PAULI (1900-1958 ; prix Nobel en 1945).

Ce principe est :

« Deux électrons d'un même atome ne peuvent pas posséder quatre nombres quantiques identiques. »

Les nombres quantiques décrivent chaque électron d'un atome et définissent ainsi clairement sa configuration électronique.

Configuration électronique des atomes

Autour d'un noyau de numéro atomique Z et de charge électrique $+Ze$ se meuvent Z électrons. La force de Coulomb relie les électrons au noyau de l'atome. L'énergie E de ce système a deux composantes principales :

$$E = E_1 + E_2$$

avec $E_1 : \Sigma p_i^2 / (2m_{e_i})$: énergie cinétique des électrons.

$E_2 = Ze^2 \Sigma 1/r_i$: énergie potentielle des électrons.

et p_i, m_{e_i} : impulsion et masse du $i^{\text{ème}}$ électron ;
 r_i : distance noyau-électron pour le $i^{\text{ème}}$ électron.
 e : charge élémentaire.

Pour des valeurs de Z très petites, on peut calculer E très exactement, sinon on a des valeurs approchées. E est déterminée expérimentale-

ment, à partir des spectres de raies, avec une grande précision.

Le principe de Pauli détermine la configuration électronique des atomes comme suit : l'orbitale électronique d'un atome de numéro atomique Z est celle de l'atome de numéro atomique $Z-1$, avec addition d'un autre électron ayant le plus petit nombre quantique principal n encore disponible. Pour des nombres quantiques principaux n identiques, un électron est ajouté avec le plus petit nombre quantique l encore disponible. Le raisonnement est le même pour les autres nombres quantiques. Pour chaque construction, on choisit la plus favorable sur le plan énergétique.

Exemple : L'électron de l'atome d'hydrogène H est dans la première couche électronique K, c.-à-d. $n = 1$. Comme $l \leq n-1$, on doit avoir $l = 0$ et $m = 0$. Comme $s = +1/2$ est énergétiquement plus favorable, l'électron de l'atome d'hydrogène a les nombres quantiques $(1, 0, 0, +1/2)$.

D'après le principe de Pauli, l'électron suivant a comme nombres quantiques $(1, 0, 0, -1/2)$: c'est le cas de l'hélium.

Maintenant la couche K est remplie, l'atome suivant aura son électron supplémentaire dans la couche L ($n = 2$). Au total, huit états existent dans cette couche : $(2, 0, 0, \pm 1/2)$, $(2, 1, \pm 1, \pm 1/2)$. Ce sont les éléments de Li à Ne.

Jusqu'à l'argon Ar, la construction est régulière. On trouve dans certains cas des irrégularités quand le numéro atomique augmente.

Les électrons de la couche externe sont appelés *électrons de valence*. Ils déterminent le comportement chimique des éléments. La périodicité de la configuration électronique se traduit par une périodicité des propriétés.

Exemple : Les métaux alcalins ont un électron de valence s . Il manque un électron p aux halogènes afin qu'ils aient leur dernière couche pleine. Les gaz nobles ont leur dernière couche saturée.

Actinides. Ce sont les éléments de l'actinium Ac ($Z = 89$) au lawrencium Lr ($Z = 103$). Les éléments dont le numéro atomique est supérieur à 92 sont appelés les transuraniens. Les éléments connus vont jusqu'à $Z = 109$. La stabilité vis-à-vis de la désintégration radioactive décroît cependant rapidement, à mesure que Z croît, si bien que leur découverte est de plus en plus difficile. D'après les considérations de la physique nucléaire, il devrait exister pour Z compris entre 110 et 114, un îlot de stabilité. Cependant, les recherches sont restées vaines jusqu'à ce jour.

Classification	Nom	Symbole (particules) (antiparticules)	Masse au repos en MeV	Durée de vie moyenne en s	Charge électrique en e	Désintégration
Photons	Photon	γ	0	stable	0	
Leptons	Neutrino e	$\bar{\nu}_e$	0	stable	0	
	Neutrino μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	stable	0	
	Electron	e^-	0,511	stable	-1	
	Muon	μ^-	105,66	$2,2 \times 10^{-6}$	-1	$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$
Mésons	Pi (Pion)	π^-	139,6	$2,6 \times 10^{-8}$	-1	$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$
	Pi zéro	π^0	135,0	8×10^{-17}	0	$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$
	Méson K	K^-	493,8	$1,2 \times 10^{-8}$	-1	$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$
	Méson K_s zéro	K_s^0	497,8	9×10^{-11}	0	$K_s^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$
	Eta	η^0	548,8	$2,5 \times 10^{-19}$	0	$\eta^0 \rightarrow \gamma + \gamma$
Nucléons	Proton	p	938,26	stable	+1	
	Neutron	n	938,55	932	0	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$
Baryons	Lambda zéro	Λ^0	1115,6	$2,5 \times 10^{-10}$	0	$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$
	Sigma plus	Σ^+	1189,4	8×10^{-11}	+1	$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$
	Sigma zéro	Σ^0	1192,5	$1,0 \times 10^{-14}$	0	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$
	Sigma moins	Σ^-	1197,3	$1,5 \times 10^{-10}$	-1	$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$
	Xi zéro	Ξ^0	1314,7	$3,0 \times 10^{-10}$	0	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$
	Xi	Ξ^-	1321,3	$1,7 \times 10^{-10}$	-1	$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$
	Oméga	Ω^-	1672,4	$1,3 \times 10^{-10}$	-1	$\Omega^- \rightarrow \Xi + \pi$
	Rho	ρ	765	125	0	$\rho \rightarrow \pi^+ + \pi^-$
résonance	petit oméga	ω	783,9	11,4	0	$\omega \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^-$
	K étoile	K^{*-}	892,6	50,3	0	$K^{*-} \rightarrow K + \pi$
Résonances mésoniques						
Résonances baryoniques	Delta	Δ^-	1236	110	-1	
	Upsilonion	Y^-	1400			
	Sigma x	Σ^{*-}	1540			

Classification des particules élémentaires

Les **particules élémentaires** sont certes les pierres de construction du monde, mais elles se décomposent souvent en d'autres éléments. Leur durée de vie moyenne s'étend de l'état stable à 10^{-23} s. Elles se distinguent par leur nombre quantique et des grandeurs physiques différentes. Les principes de conservation et les règles de sélection déterminent le schéma suivant lequel elles vont se désintégrer.

Les principes classiques de conservation comme ceux de la charge, de l'énergie, de la quantité de mouvement et du moment cinétique sont toujours valables. De nouvelles grandeurs comme les nombres de baryons et de leptons sont également conservées.

Jusqu'au milieu des années 30, on connaissait six particules élémentaires : l'électron, le positron, le proton, le neutron, le neutrino et le photon. En 1935, HIDEKI YUKAWA (prix Nobel 1949) prédit l'existence d'une nouvelle particule élémentaire, le **méson** et ouvrit ainsi la recherche à d'autres particules. Aujourd'hui, on en connaît des centaines.

La particule élémentaire, imaginée par YUKAWA, fut découverte en 1947 dans le rayonnement cosmique. La masse du méson π correspondait bien à celle calculée auparavant. Aujourd'hui, on fabrique des particules élémentaires dans les *laboratoires de physique des hautes énergies*. Les processus de fabrication reposent avant tout sur les chocs provoqués dans des accélérateurs de particules.

Les particules élémentaires sont encore classées de manière empirique, d'après leur mode d'interaction.

La *théorie du champ quantique*, un autre développement de la mécanique quantique, considère les particules associées à des forces décrites par un champ quantique.

On peut distinguer quatre interactions :

Interaction	Particule	Intensité rel.
forte	mésons	1
électromagnétique	photon	10^{-2}
faible	bosons	10^{-13}
gravitation	graviton	10^{-40}

Antiparticules

PAUL DIRAC (1902-1984 ; prix Nobel en 1933), prédit en 1928 l'existence d'une particule élémentaire qui ne devait se distinguer de l'électron que par le signe opposé de sa charge, donc positive, et un moment magnétique inversé. En 1932, CARL ANDERSON (né en 1905 ; prix Nobel en 1936) observa ce positron.

Depuis, on connaît les **antiparticules** correspondant à presque toutes les particules élémen-

taires. Le symbole des antiparticules est la plupart du temps un trait horizontal au-dessus du symbole de la particule élémentaire correspondante. Exception : le positron ou antiélectron ; e^+ .

Exemple : antiproton $\bar{p}$, antineutron $\bar{n}$.

Si des particules élémentaires et des antiparticules correspondantes se rencontrent, elles s'annihilent et émettent toute leur énergie sous forme de photons ou en d'autres particules élémentaires.

Exemple : Quand un électron et un positron se rencontrent, ils émettent deux photons.

L'**antimatière** se compose uniquement d'antiparticules. Ce sont des physiciens de Novossibirsk qui ont produit pour la première fois, en 1970, le premier antihydrogène (un antiproton $\bar{p}$ avec un positron e^+ tournant autour).

Classification des particules élémentaires

On distingue trois classes de particules élémentaires, suivant le type de leurs interactions. On les classe également par rapport à leur masse. Des lettres latines et grecques caractérisent les différentes particules élémentaires.

Les **photons** sont des particules de l'interaction électromagnétique.

Les **leptons** rendent possibles les interactions faibles. Il en existe 8, dont entre autres e^- et e^+ . Les **hadrons** sont des particules avec des interactions fortes. La classification contient plus de cent particules élémentaires et se divise en trois sous-classes dont deux sont encore divisées en deux.

Les **baryons** sont des particules élémentaires relativement lourdes avec des nombres de charges baryoniques valant +1 ou -1.

Les **mésons** sont des particules élémentaires, relativement légères. Leur durée de vie moyenne est de l'ordre de 10^{-5} s à 10^{-10} s.

Résonances : particules dont la durée de vie est extrêmement brève. On distingue les résonances baryoniques des résonances mésoniques.

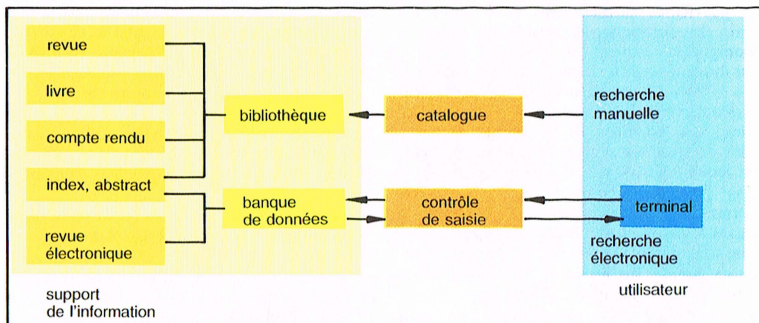
Les **quarks** sont d'après une théorie présentée par MURRAY GELL-MANN et ZWIG, en 1963, les constituants fondamentaux des hadrons. Il s'agit de particules dont la charge électrique n'est pas un multiple entier de la charge élémentaire e mais au contraire $(1/3)e$ ou $(2/3)e$. Actuellement, on distingue six différents quarks avec les noms et les symboles suivants :

up (u), haut en français, *down* (d), bas, *strange* (s), étrange, *charm* (c), charme, *bottom* ou *beauty* (b), beauté et *top* ou *truth* (t), sommet.

A chaque quark correspond un antiquark.

Les baryons sont constitués de trois quarks, les mésons de deux.

Exemple : Le neutron a la constitution suivante : ddu . Les trois charges $-(1/3)e$, $-(1/3)e$, $+(2/3)e$ ont pour somme une charge résultante nulle.



Stockage et recherche d'informations en physique

information sur :
index choisi :
mot-clé :
année de parution :

modèles classiques en magnétisme
PHYSICS ABSTRACTS
Ising model
1995

extrait de PHYSICS ABSTRACTS
mise à jour annuelle des mots-clés fin 1995

résultat : 348 citations

citation intéressante :

quantum spin glasses of rotors and Ising spins, Landau theory 135425
quantum spin model, hysteresis effects 139116
quantum transverse Ising model, domain walls, 126727
quasi-weak ferromagnets, Curie temp. and DOS 92921
quasiperiodic octagonal tiling, Ising model 86277
quasiperiodic octagonal tiling ferromag. Ising model, static crit. behavior 86284
quenched dis. spin 2 Ising ferromagnet, transverse field 135393
random field Ising model, arbitrary spin, DPH method, phase diag. 119
random field Ising model, spin-glass phase, dimen. reduct 135392
random field Ising model, weighted mean-field theory 112890
random Ising model, 1D, rigorous bounds of Lyapunov exponents 102444
random media, branching interfaces, universality 139039
random mixed bond spin 3/2: effective field theory 119125
random resistor network, conducting phase transits., stat. mech. 154123
random-exchange/tl. magnets, interfacial dyn., domain growth 126809
randomness tests, phys. models 147040

recherche de l'abstract N° 135392
dans PHYSICS ABSTRACTS

extrait de PHYSICS ABSTRACTS :

135392 Random field Ising model: dimensional reduction or spin-glass phase? C. De Dominicis, H. Orland (Service de Phys. Theor., CEA, Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay, Gif-sur-Yvette, France), T. Temesvari, J. Phys. I. Gen. Phys. Stat. Phys. Condens. Matter, Cross-Discipl. Phys. (France), vol. 5, n° 8, p. 987-1001 (Aug. 1995)
The stability of the random field Ising model (RFIM) against spin glass (SG) fluctuations, as investigated by Mézard and Young, is naturally expressed via Legendre transforms, stability being then associated with the non-negativeness of eigenvalues of the inverse of a generalized SG susceptibility matrix. It is found that the signal for the occurrence of the SG transition will manifest itself in free-energy fluctuations only, and not in the free energy itself. Eigenvalues of the inverse SG susceptibility matrix are then investigated by the Rayleigh-Ritz method which provides an upper bound. Coming from the paramagnetic phase on the Curie line, one is able to use a virial-like relationship generated by scaling the single unit lengths ($D < 6$; in higher dimension a new length sets in, the inverse momentum cut off). Instability towards a SG phase being probed on pairs of distinct replicas, it follows that, despite the repulsive coupling of the RFIM the effective pair coupling is attractive (at least for small values of the parameter q, Δ, g the coupling and Δ the effective random field fluctuation). As a result: "bound"

recherche de l'article de
JOURNAL DE PHYSIQUE 5 (1995) 987 en bibliothèque

Random Field Ising Model: Dimensional Reduction or Spin-Glass Phase?

C. De Dominicis (¹), H. Orland (^{1*}) and T. Temesvari (²)

(¹) CEA, Service de Physique Théorique, CE-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

(²) Institute for Theoretical Physics, Eötvös University, 1088 Budapest, Hungary

(Received 23 December 1994, received in final form and accepted 9 May 1995)

Abstract. – The stability of the random field Ising model (RFIM) against spin glass (SG) fluctuations, as investigated by Mézard and Young, is naturally expressed via Legendre transforms, stability being then associated with the non-negativeness of eigenvalues of the

La quantité des connaissances en physique ne cesse d'augmenter. Il y a un siècle encore, une dizaine de revues assurait au plan international la publication des résultats de toutes les recherches ; aujourd'hui, un chercheur en a plusieurs milliers à sa disposition.

Exemple : Les articles publiés pendant un an par la revue américaine bien connue *The Physical Review* occupaient, en 1940, une largeur de 10 cm dans les rayonnages d'une bibliothèque ; aujourd'hui cette revue s'est scindée en plusieurs publications qui occupaient 2,5 m en 1995.

Il s'ensuit une très grande spécialisation. Alors que NEWTON dominait encore toute la physique de son temps et effectuait en plus des travaux importants en mathématiques et en astronomie, PLANCK était déjà spécialisé en thermodynamique, ce qui n'est même plus possible aujourd'hui : un chercheur est par ex. expert pour différents aspects de la thermodynamique des systèmes ouverts.

Le flot de l'information est actuellement canalisé par les publications, qui ont pour rôle de diffuser les résumés des travaux de recherche originaux : rien que pour la physique, ceux-ci se comptent en centaines de milliers par an.

Une large majorité de l'information en physique est publiée en anglais. Même la revue française *Journal de Physique* imprime la plupart de ses articles dans cette langue.

Collecte des informations

Les connaissances de base sont regroupées dans les **livres d'enseignement, manuels et encyclopédies**.

Les sujets plus spécialisés sont présentés dans les **monographies** et les **thèses de doctorat**.

Les derniers résultats de la recherche sont diffusés dans les **revues spécialisées**.

Correspondance et communications paraissent très rapidement : il ne s'écoule que 4 à 6 semaines entre le dépôt du manuscrit prêt à l'impression et la parution.

Les publications les plus fréquentes sont les **articles de recherche**. Il se passe souvent 9 mois avant qu'un article, une fois accepté, paraisse en revue. Chaque article comporte un résumé de 5 à 15 lignes qui est exploité par les services de recherche de l'information.

On trouve les résultats les plus récents de la recherche dans les **comptes rendus** des conférences.

Les informations physiques les plus importantes des livres, des revues et des exposés faits lors de conférences sont mémorisées dans les **banques de données** où elles sont classées selon différents critères, par ex. par matières, mots clés ou noms d'auteurs. Les supports de l'information sont des disques magnétiques et des bandes, tout comme les mémoires électroniques des machines à calculer.

Un outil récent de documentation scientifique est le réseau **Internet** qui couvre toute la terre. Pour s'y connecter, il suffit d'avoir un ordinateur récent et un **modem**, interface entre celui-ci et un moyen de télécommunication, téléphone ou autre. Il faut en outre se brancher sur l'un des points d'accès au réseau. Là aussi, la langue anglaise est dominante.

Une fois les informations classées, les banques de données les impriment sous forme d'**index** ou d'**abstracts** (résumés).

Exemple : Une des banques de données parmi les plus importantes publie des résumés classés toutes les deux semaines : les *Physics Abstracts*.

La **recherche d'informations** se fait traditionnellement grâce à une recherche manuelle dans les bibliothèques, mais elle est de plus en plus remplacée par l'interrogation électronique de banques de données.

La **recherche manuelle d'informations** s'effectue à l'aide de catalogues.

Le **catalogue de livres** présente une liste de noms d'auteurs ou de sujets.

Le **catalogue de revues** indique les revues disponibles et les lieux où l'on peut les trouver.

Index et abstracts répartissent la littérature physique selon différentes rubriques.

Exemple : Les *Physics Abstracts* classent l'information par auteurs, mots-clés et instituts de recherche.

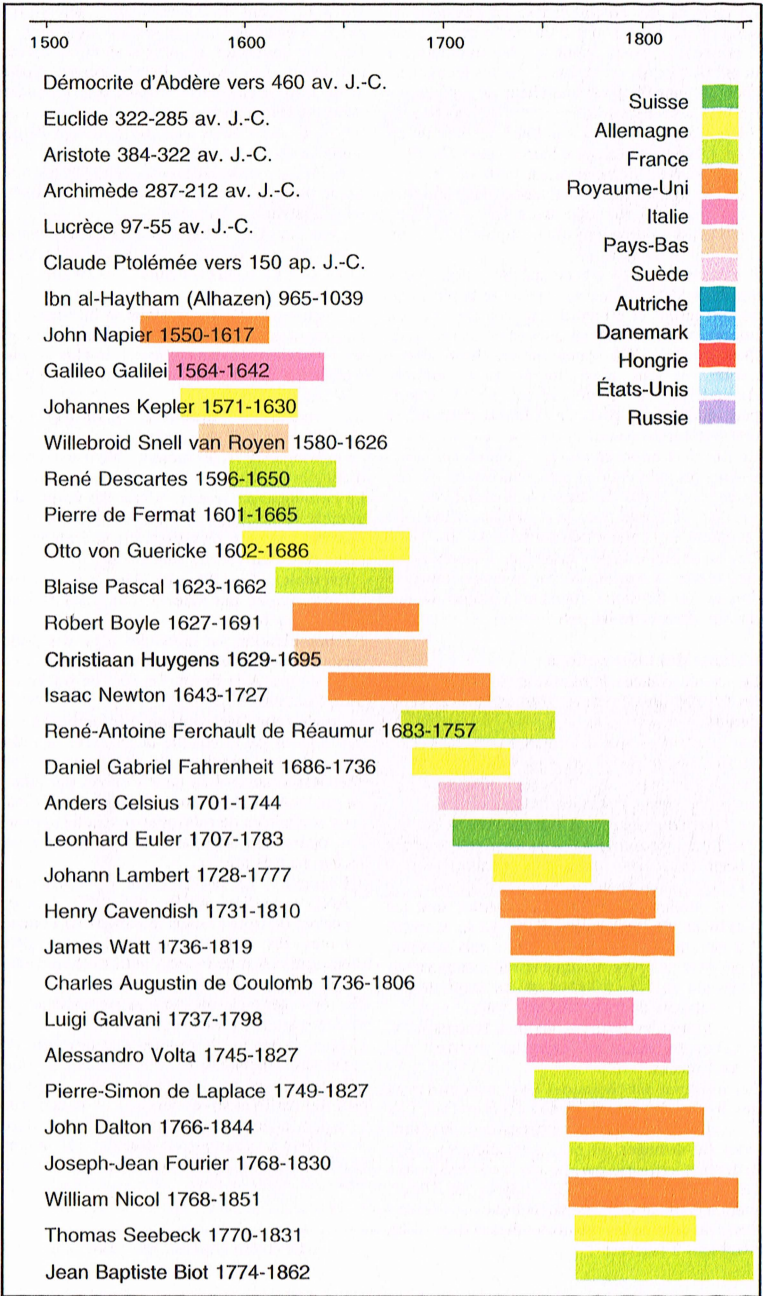
La classification par mots-clés n'est pas seulement réalisée à l'aide des titres, on utilise aussi les résumés. A la fin de l'année, on publie des récapitulatifs.

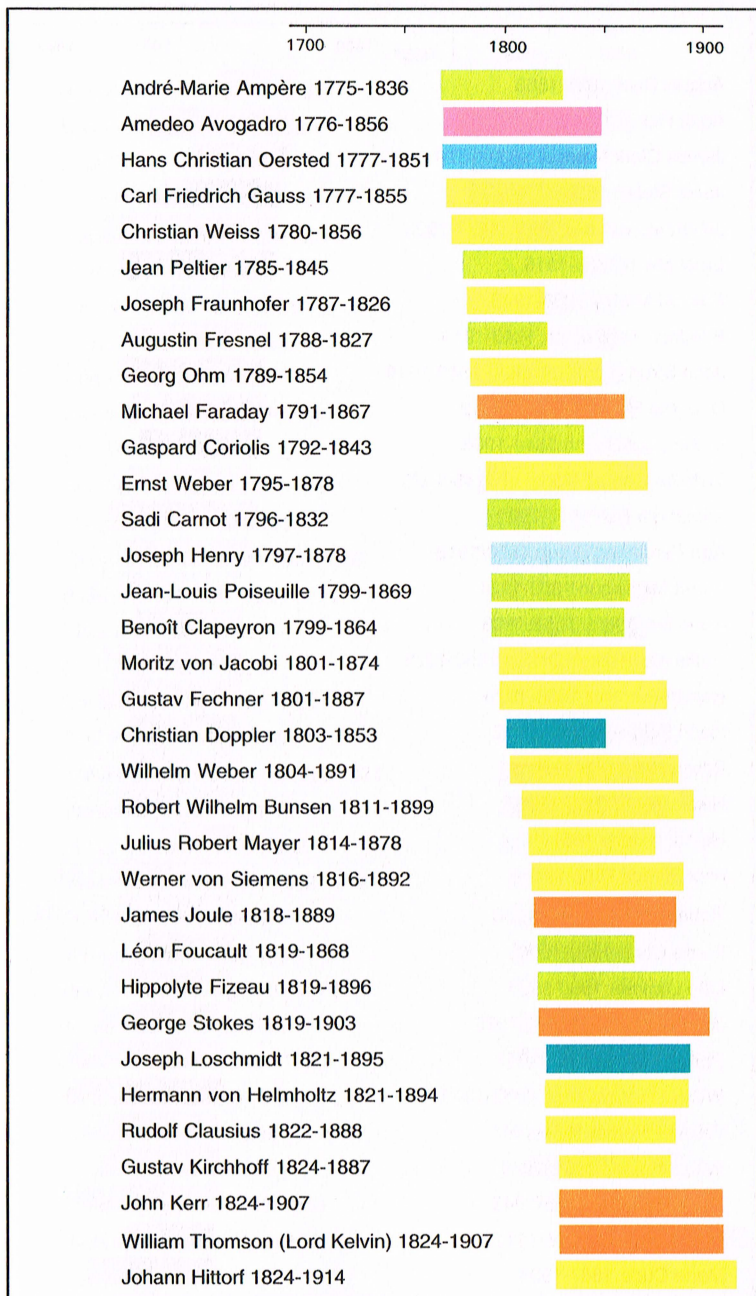
La **recherche électronique d'informations** se fait à partir de la banque de données, à l'aide d'installations spéciales de traitement de données (terminaux). Elle peut s'opérer par auteur ou par mot-clé. Les mots-clés ou les combinaisons souhaitées de rubriques sont reliés grâce à des opérateurs logiques, ce qui permet une recherche très précise.

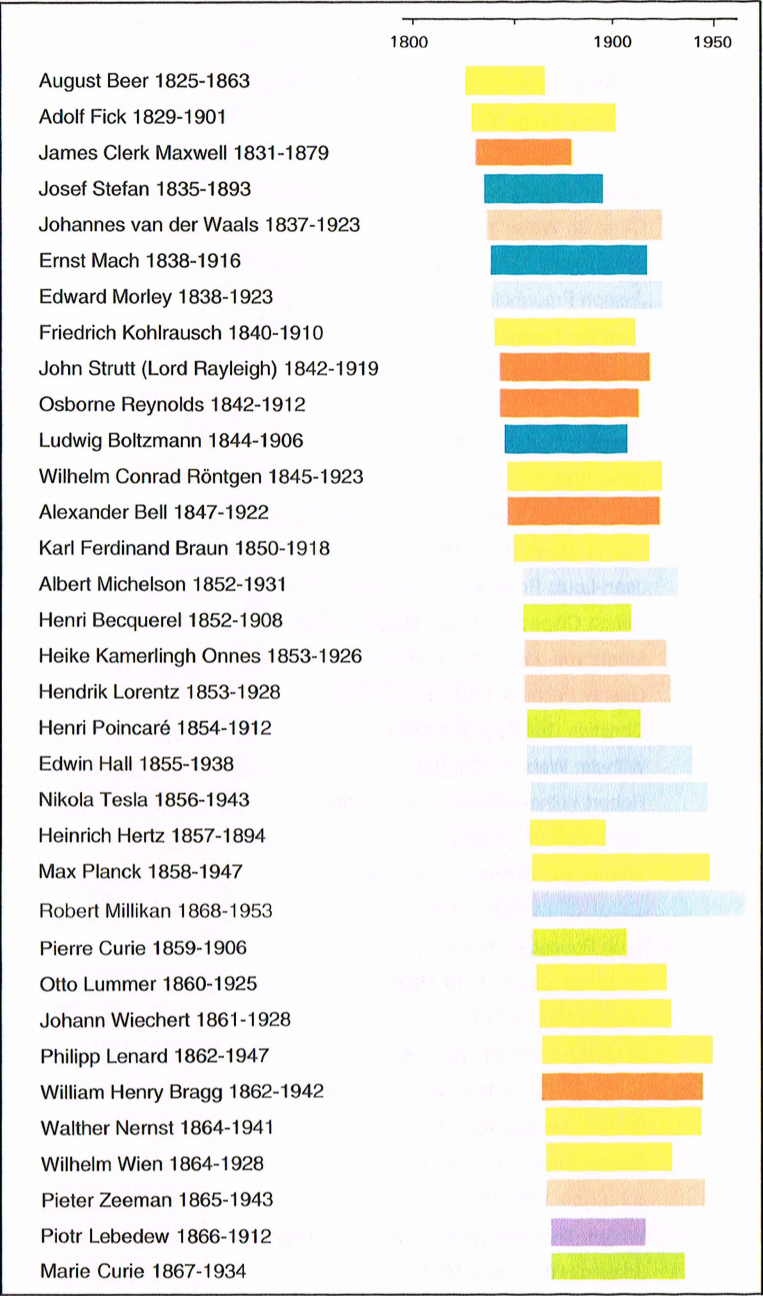
Exemple : La combinaison « *photoelectron AND vanadium AND 1996 NOT france* » permet de trouver dans la banque de données toutes les publications de l'année 1996, excepté celles de France, qui traitent des photoélectrons venant du vanadium.

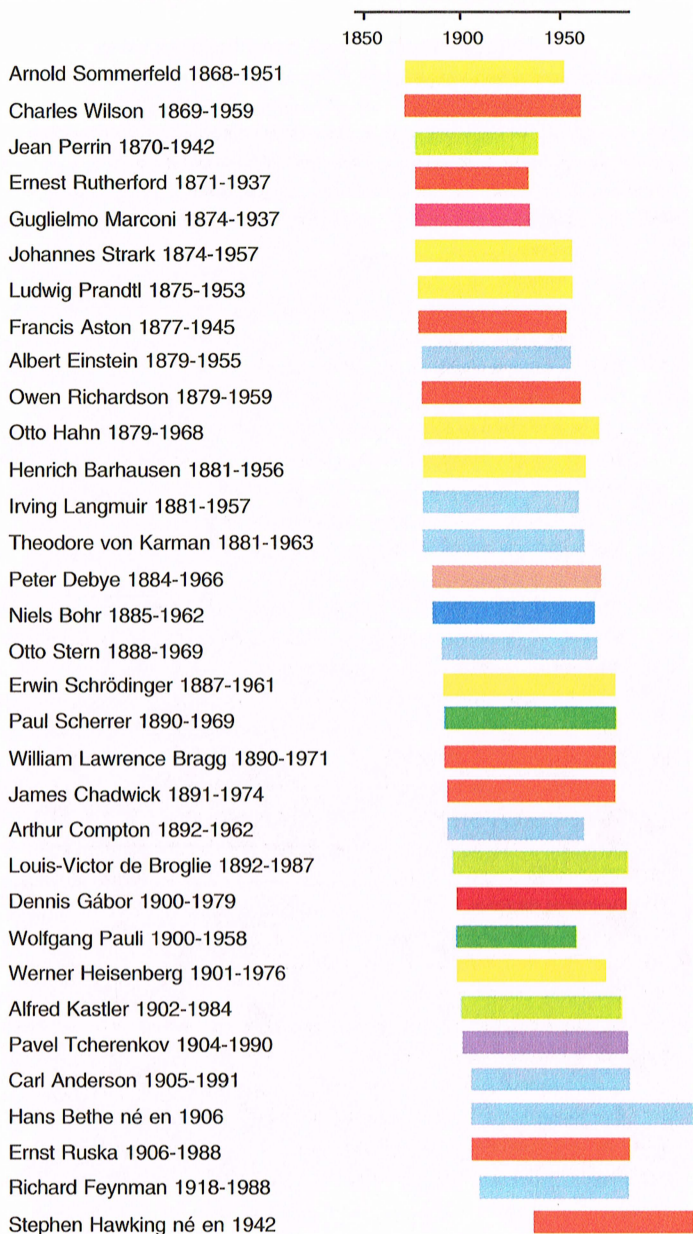
En règle générale, de nombreuses banques de données sont reliées entre elles.

Comme la banque de données et le terminal sont reliés par téléphone, la recherche électronique d'informations peut se faire pratiquement partout. En France, les services de documentation de beaucoup de bibliothèques universitaires sont reliés à la banque de données. On ne peut accéder à celle-ci qu'à l'aide d'un mot de passe.





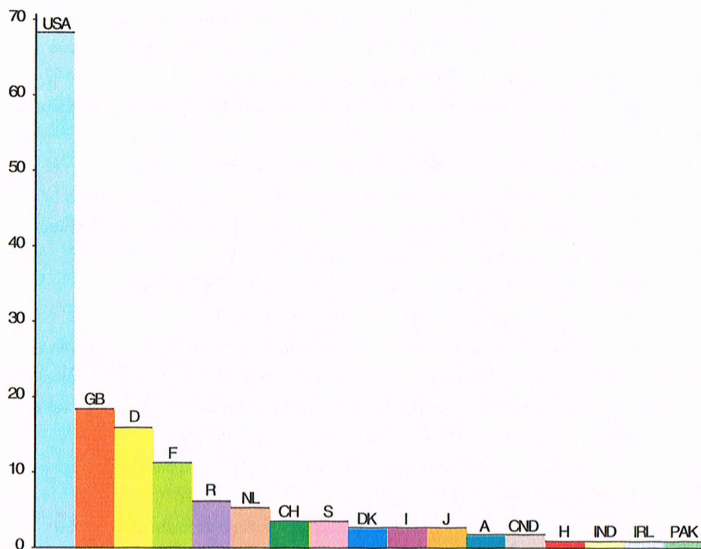




Découvertes marquantes en physique

- vers 600 av. J.-C. Le philosophe ionien Thalès de Milet mentionne la découverte de l'aimant
- vers 460 av. J.-C. Démocrite et Leucippe postulent l'existence de l'atome
- vers 250 av. J.-C. Levier. Poussée d'Archimède. Centre de gravité
- vers 1000 Traité d'optique du physicien arabe Ibn al-Haytham (Alhazen). Invention de la boussole en Chine.
- 1190 Aiguille aimantée
- 1590 Invention du microscope par Van Leeuwenhoek
- 1600 Publication des résultats de Gilbert sur le magnétisme terrestre
- 1608 Galilée construit la première lunette astronomique
- 1618 Lois de Kepler
- 1620 Lois de la réfraction de Snell, découvertes aussi en 1637 par Descartes
- 1643 Torricelli met en évidence l'existence de la pression atmosphérique : principe du baromètre
- 1648 Existence du vide, fondements de l'hydrostatique (Pascal)
- 1657 Huygens met au point l'échappement à ancre en horlogerie
- 1671 Newton réalise le premier télescope à miroir
- 1676 Mesure de la vitesse de la lumière (Römer)
- 1687 Newton publie les « Principia mathematica » : fondements de la dynamique, gravitation
- 1738 D. Bernoulli : « Hydrodynamica », première étude de théorie cinétique des gaz
- 1745 Premier condensateur électrique (bouteille de Leyde)
- 1785 Loi de Coulomb sur l'interaction des charges électriques
- 1786 Galvani : action de l'électricité sur la contraction musculaire
- 1800 Découverte des effets thermiques du rayonnement infrarouge (Herschel)
- 1808 Découverte de la polarisation de la lumière par réflexion (Malus)
- 1814 Observation par Fraunhofer de raies sombres dans le spectre de la lumière solaire
- 1820 Effets magnétiques du courant électrique (Oersted, Biot et Savart, Arago, Ampère)
- 1821 Effet Seebeck (thermoélectricité)
- 1826 Résistance électrique. Loi d'Ohm
- 1827 Découverte du mouvement brownien
- 1831 Lois de l'induction électromagnétique (Faraday)
- 1834 Effet Peltier. Machine frigorifique
- 1835 Découverte de la self-induction par Henry et Faraday, indépendamment l'un de l'autre
- 1838 Lois de Faraday en électrostatique
- 1840 Chaleur dégagée par un courant électrique dans une résistance : loi de Joule
- 1842 Équivalence entre la chaleur et l'énergie mécanique (Mayer et Joule)
- 1843 Pont de Wheatstone
- 1852 Étude de la fluorescence par Stokes

- 1854 Découverte de l'effet Joule-Thomson
- 1859 Kirchhoff étudie l'absorption de la lumière et établit les bases de l'analyse spectrale
- 1865 Équations de Maxwell. Clausius introduit la notion d'entropie et formule le 2^e principe
- 1867 Idée du galvanomètre à cadre mobile par Lord Kelvin (voir p. 265)
- 1869 Publication de la classification périodique des éléments (Mendeleiev). Hittorf étudie les rayons cathodiques
- 1875 Invention de la dynamo par Gramme
- 1880 Découverte de l'effet Hall. Découverte de l'effet piézo électrique par Pierre Curie
- 1887 Avec son oscillateur, Hertz entreprend une série d'expériences sur les ondes radioélectriques qui confirme les équations de Maxwell. Expérience de Michelson et Morley (vitesse de la lumière)
- 1888 L'effet photoélectrique est découvert par Hallwachs
- 1889 Tesla met en évidence le couplage de deux circuits par induction mutuelle
- 1895 Découverte par Röntgen de rayons de nature inconnue, baptisés « rayons X »
- 1896 Découverte de l'effet Zeeman : action d'un champ magnétique sur les raies spectrales
- 1897 Télégraphie sans fil. Oscillographe cathodique (tube de Braun). Découverte de l'électron
- 1898 Découverte de la désintégration radioactive avec deux nouveaux éléments, le polonium et le radium
- 1899 Identification des rayons α et β des corps radioactifs par Rutherford
- 1900 Loi du rayonnement de Planck : théorie des quanta. Mise en évidence de la pression de radiation
- 1901 Richardson établit les lois de l'effet thermoionique
- 1905 Einstein : théorie de la relativité restreinte, théorie de l'effet photoélectrique (photon)
- 1908 Liquéfaction de l'hélium par H. Kamerlingh-Onnes
- 1910 Millikan mesure la charge élémentaire
- 1911 Modèle planétaire de l'atome (Rutherford). Découverte de la supraconductivité (Kamerlingh-Onnes)
- 1912 Chambre à ionisation de Wilson. Diffraction des rayons X par les cristaux (M. von Laue)
- 1913 Quantification de l'atome planétaire (Bohr)
- 1916 Théorie de la relativité générale (Einstein)
- 1919 Spectrographe de masse. Transmutation provoquée. Courbure de la lumière par une étoile massive
- 1924 Association d'une onde à toute particule en mouvement (L. de Broglie)
- 1925 Relations d'incertitude de Heisenberg. Hypothèse du spin de l'électron (Uhlenbeck et Goudsmit)
- 1928 Compteur Geiger
- 1932 Découverte du positron (Anderson) et du neutron (Chadwick)
- 1932 Invention du microscope électronique
- 1934 Découverte de l'effet Tcherenkov
- 1938 Découverte de la fission des noyaux atomiques
- 1948 Invention du transistor (Bardeen, Brattain et Shockley) et de l'holographie (Gabor)
- 1951 Microscope à effet de champ (Müller)
- 1957 Effet Mössbauer : absorption et émission γ résonante sans recul par des noyaux d'un cristal
- 1960 Construction du 1^{er} laser à rubis (Maiman)
- 1986 Mise au point d'une céramique supraconductrice à 35 K (Müller et Bednorz)
- 1995 Des chercheurs du CEA mettent en évidence, grâce à leurs produits de désintégration, l'existence du dernier quark non encore observé à cette date, le *top*, et de son antiparticule



Prix Nobel de physique

1901	Wilhelm Conrad Röntgen	Découverte des rayons X
1902	Pieter Zeeman Hendrik Antoon Lorentz	Décomposition des raies spectrales par un champ magn. Prévision de l'effet précédent. Transform. de Lorentz
1903	Antoine Henri Becquerel Pierre Curie Marie Skłodowska Curie	Découverte de la radioactivité naturelle Travaux sur la radioactivité. Isolement de deux éléments radioactifs, le radium et le polonium
1904	John William Rayleigh	Découverte de l'argon
1905	Philipp Lenard	Étude des rayons cathodiques
1906	Joseph John Thomson	Conductivité électrique des gaz. 1 ^{er} modèle d'atome
1907	Albert Abraham Michelson	Interféromètre et mesure de la vitesse de la lumière
1908	Gabriel Lippmann	Photographie en couleurs par interférences
1909	Guglielmo Marconi Karl Ferdinand Braun	Télégraphie sans fil par ondes hertziennes Invention de l'oscillographe cathodique (tube de Braun)
1910	Johannes van der Waals	Équation d'état des gaz réels
1911	Wilhelm Wien	Loi du rayonnement thermique (« corps noir »)
1912	Nils Gustaf Dalén	Phare automatique
1913	Heike Kamerlingh Onnes	Étude des basses températures. Liquéfaction de l'hélium
1914	Max von Laue	Diffraction des rayons X par les cristaux
1915	William Henry Bragg William Lawrence Bragg	Détermination de la structure de nombreux cristaux par diffraction des rayons X
1917	Charles Glover Barkla	Recherches sur les propriétés des rayons X

1918	Max Planck	Élaboration de la théorie des quanta
1919	Johannes Stark	Décomposition des raies spectrales par un champ élect.
1920	Charles-Edouard Guillaume	Mise au point de l'alliage métallique « invar »
1921	Albert Einstein	Explication de l'effet photoélectrique
1922	Niels Bohr	Structure de l'atome : amélioration du modèle de Rutherford
1923	Robert Andrews Millikan	Mesure de la charge élémentaire
1924	Karl Manne Siegbahn	Spectroscopie des rayons X
1925	James Franck Gustav Hertz	Mise en évidence des niveaux d'énergie de l'atome de Hg par des collisions avec des électrons d'énergie variable
1926	Jean Baptiste Perrin	Étude du mouvement brownien moléculaire
1927	Arthur Holly Compton Charles Thomson Wilson	Découverte de l'effet Compton (diffusion de rayons X) Invention de la chambre à brouillard
1928	Owen Williams Richardson	Lois de l'effet thermoélectronique
1929	Louis-Victor de Broglie	Nature ondulatoire de l'électron
1930	Chandrasekhara Raman	Diffusion Raman de la lumière
1932	Werner Heisenberg	Développement de la mécanique quantique
1933	Paul Dirac Erwin Schrödinger	Application de la mécanique ondulatoire à l'électron Travaux de mécanique ondulatoire. Équation d'onde
1935	James Chadwick	Découverte du neutron
1936	Victor Franz Hess Carl David Anderson	Mise en évidence des rayons cosmiques Découverte du positron, antiparticule de l'électron
1937	Clinton Joseph Davisson George Paget Thomson	Preuve de la nature ondulatoire de l'électron : diffraction par réflexion sur un cristal et par transmission
1938	Enrico Fermi	Réactions nucléaires avec des neutrons lents
1939	Ernest Orlando Lawrence	Invention du cyclotron
1943	Otto Stern	Découverte du moment magnétique du proton
1944	Isidor Isaac Rabi	Tri des atomes selon leur état quantique
1945	Wolfgang Pauli	Principe d'exclusion
1946	Percy Williams Bridgman	Développement de la physique des très hautes pressions
1947	Edward Victor Appleton	Études en physique de la haute atmosphère
1948	Patrick Maynard Blackett	Amélioration de la chambre à brouillard
1949	Hideki Yukawa	Prévision du méson
1950	Cecil Frank Powell	Observation du méson
1951	John Douglas Cockcroft Ernest Thomas Walton	Transmutations nucléaires de noyaux lourds provoquées par bombardement avec des particules accélérées
1952	Felix Bloch Edward Mills Purcell	Développement de la méthode de résonance nucléaire pour l'étude du champ magnétique nucléaire interne
1953	Frits Zernike	Invention du microscope à contraste de phase
1954	Max Born Walther Bothe	Interprétation statistique de la mécanique quantique Invention de la méthode des coïncidences
1955	Willis Eugene Lamb Polykarp Kusch	Découverte relative à la structure fine du spectre de H Mesure du moment magnétique de l'électron
1956	John Bardeen Walter Houser Brattain William Shockley	Recherche sur les semi-conducteurs. Mise au point du transistor (contraction de l'anglais <i>transfer resistor</i> , résistance de transfert)
1957	Chen Ning Yang Tsung Dao Lee	Découverte de la violation de la parité dans le cas de l'interaction faible
1958	Pavel Tcherenkov Ilya Frank Igor Tamm	Découverte de l'effet Tcherenkov, effet de « sillage » observé quand une particule se déplace avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le milieu

1959	Owen Chamberlain Emilio Segrè	Découverte de l'antiproton dans des paires proton-antiproton, avec l'accélérateur de Berkeley
1960	Donald Arthur Glaser	Invention de la chambre à bulles
1961	Robert Hofstadter Rudolf Mössbauer	Diffusion d'électrons de haute énergie Découverte de l'effet Mössbauer
1962	Lew Dawidowitsch Landau	Théorie sur l'hélium liquide (superfluidité)
1963	Eugene Paul Wigner Maria Goeppert-Mayer Hans Daniel Jensen	Théorie du noyau atomique Modèle du noyau en couches, établi par ces deux physiciens indépendamment l'un de l'autre
1964	Charles Hard Townes Nikolai Bassow Alexander Prochorow	} Réalisation du maser (Microwave Amplifier by Stimulated Emission of Radiation), oscillateur à faible bruit
1965	Richard Phillips Feynman Julian Seymour Schwinger Shin-ichi Tomonaga	
1966	Alfred Kastler	Pompage optique, mis en pratique plus tard dans le laser
1967	Hans Albrecht Bethe	Théorie de la production d'énergie dans les étoiles
1968	Luis Walter Alvarez	Découverte de la radioactivité par capture K
1969	Murray Gell-Mann	Classification des hadrons, hypothèse des quarks
1970	Hannes Alfvén Louis Eugene Néel	Théorie des plasmas : magnétohydrodynamique Découvertes en physique du solide : magnétisme
1971	Dennis Gábor	Invention de l'holographie, photographie en relief
1972	Leon Cooper John Robert Schrieffer John Bardeen	Théorie quantique de la supraconductivité : existence d'états liés correspondant à la formation de paires d'électrons, dites « paires de Cooper »
1973	Leo Esaki Ivar Giaever Brian David Josephson	Découverte des semi-conducteurs à effet tunnel Étude de l'effet tunnel dans les supraconducteurs Prévision des effets Josephson
1974	Antony Hewish Martin Ryle	Découverte des pulsars (pulsating stars) Réalisation de la synthèse d'ouverture
1975	Aage Niels Bohr Ben Roy Mottelson Leo James Rainwater	Perfectionnement des modèles nucléaires « en couches », et de la « goutte liquide » : le nouveau modèle, dit « collectif », rend compte de la forme des noyaux
1976	Burton Richter Samuel Chao Chung Ting	Découverte du méson psi, interprétable avec le modèle des quarks et un nouveau nombre quantique, le charme
1977	John Hasbrouck Van Vleck Neville Francis Mott Philip Warren Anderson	Structure électronique des systèmes non ordonnés Extension au cas des conducteurs amorphes de la théorie des bandes d'énergie, établie pour un électron dans un cristal
1978	Piotr Kapitza Arno Penzias Robert Woodrow Wilson	Physique de l'hélium aux très basses températures : superfluidité Découverte du rayonnement cosmologique de bruit de fond, reste du « Big Bang » qui est à l'origine de l'univers
1979	Steven Weinberg Abdus Salam Sheldon Lee Glashow	Théorie unifiée des interactions électromagnétiques, responsable de la cohésion des atomes, et faible, qui explique les désintégrations spontanées
1980	James Cronin Val Fitch	Découverte de la violation du principe de parité dans la désintégration des mésons K neutres
1981	Kai Manne Siegbahn Nicolaas Bloembergen Arthur Schawlow	Dispositif d'analyse chimique par spectroscopie électronique Mise au point du laser (Light Amplifier by Stimulated Emission of Radiation) et de ses applications à la physique
1982	Kenneth Wilson	Étude théorique des transitions de phase
1983	Subrahmanyan Chandrasekhar William Fowler	Théorie de l'évolution des étoiles Travaux sur la nucléosynthèse dans les étoiles
1984	Carlo Rubbia Simon van der Meer	Découverte des bosons intermédiaires W et Z, grâce à la transformation d'un accélérateur du CERN en collisionneur
1985	Klaus von Klitzing	Théorie de l'effet Hall quantique

1986	Ernst Ruska Gerd Binnig Heinrich Rohrer	Élaboration du microscope électronique Construction du 1 ^{er} microscope électronique à balayage à effet tunnel, qui permet d'observer de la matière à l'échelle atomique
1987	Georg Bednorz Alex Müller	Mise au point d'une céramique supraconductrice à 35 K, température très élevée pour un supraconducteur
1988	Leon Lederman Melvin Schwartz Jack Steinberger	Obtention du 1 ^{er} faisceau de neutrinos. Découverte d'un nouveau type de neutrinos, les « muoniques », qui donnent des muons dans leurs réactions avec la matière
1989	Norman Ramsey Hans Dehmelt Wolfgang Paul	Mesure du temps extrêmement précise Mise au point d'un système appelé « trappe de Paul », qui a permis d'observer un électron et un positron isolés
1990	Gerome E. Friedman Henry W. Kendall Richard E. Taylor	Preuve expérimentale, grâce à la diffusion d'électrons sur des protons (« deep inelastic scattering »), que ces derniers sont composés de particules plus élémentaires, les quarks
1991	Pierre-Gilles de Gennes	Contributions théoriques sur les cristaux liquides etc.
1992	Georges Charpak	Mise au point de détecteurs de particules de haute énergie
1983	Russel Hulse Joseph Taylor	Découverte et étude du 1 ^{er} pulsar binaire. Mise en évidence des ondes gravitationnelles, prévues par la relativité générale
1994	Clifford Shull Bertram Brockhouse	Étude de la structure et de la dynamique de la matière grâce à la diffusion de neutrons
1995	Martin Perl Frederick Reines	Découverte du tau, particule ressemblant à l'électron, 3 500 fois plus lourde Découverte du neutrino, particule électriquement neutre très pénétrante
1996	David M. Lee Douglas C. Osheroff Robert Richardson	En refroidissant un échantillon d'Hélium 3 à 2,7 millikelvins, ces chercheurs ont mis en évidence sa superfluidité : le liquide perd toute viscosité. Il s'agit d'une condensation d'origine quantique
1997	Steven Chu William Phillips Claude-Cohen Tannoudji	Utilisation des échanges d'énergie des atomes avec les photons dans la mise au point d'une technique pour les refroidir et les localiser, d'où des études impossibles à température ordinaire.

INDEX DES NOMS

Abbe, Ernst 157
 Al-Haitham 159
 Ampère, André 223
 Anderson, Carl 189, 367
 Arago, François 203
 Archimède 37, 58, 139
 Ardenne, Manfred von 169
 Aristote 11
 Aston, Francis 311
 Avogadro, Amedeo 59, 107

 Barbaro, Daniele 159
 Bardeen, John 319
 Barkhausen, Heinrich 315
 Barnett, S.J. 255
 Bednorz J.G. 225
 Beer, August 147
 Bell, Alexander 97
 Bernoulli, Daniel 59
 Bethe, Hans 167
 Biot, Jean-Baptiste 203, 249
 Bohr, Niels 357
 Boltzmann, Ludwig 102, 181
 Bouguer, Pierre 147, 175
 Boyle, Robert 107
 Bragg, William Henry 185
 Bragg, William Lawrence 185
 Brattain, Walter 319
 Braun, Karl Ferdinand 303, 309, 319
 Bravais, Auguste 333
 Brewster, David 201
 Bridgman, Percy 63
 Brodhun, Eugen 175
 Broglie, Louis Victor de 205, 357
 Brown, Robert 113
 Bunsen, Robert 175, 199
 Busch, Hans 167

 Carnot, Sadi 117
 Cavendish, Henry 45

 Celsius, Anders 102
 Charles, Jacques 107
 Clapeyron, Benoît 133
 Clausius, Rudolf 129
 Clusius, Klaus 125
 Compton, Arthur 187, 357
 Coolidge, William David 183
 Coriolis, Gustav 39
 Cotton, Aimé 201
 Coulomb, Charles-Augustin de 207, 241
 Curie, Jacques 221
 Curie, Pierre 221, 253

 Dalton, John 59, 107
 Davisson, Clinton 205, 357
 Davy, Humphry 177, 325
 Debye, Peter 187, 213, 339
 Démocrite 357
 Dempster, Arthur Jeffrey 310
 Descartes, René 23, 139, 151
 Dirac, Paul 367
 Duane, William 183
 Dulong, Pierre 105

 Edison, Thomas 267
 Einstein, Albert 113, 181, 255, 339, 343, 345, 349, 351, 353, 357
 Einthofen, Willem 265
 Eötvös, Roland von 353
 Euclide 139

 Fahrenheit, Daniel Gabriel 102
 Faraday, Michael 209, 213, 215, 217, 231, 257, 267
 Fechner, Gustav 99

 Fermat, Pierre de 143
 Ferraris, Galileo 289
 Fick, Adolf 125
 Fizeau, Hippolyte 165, 349
 Fleming, John 315
 Forest, Lee de 303, 315
 Foucault, Léon 51, 165
 Fourier, Jean 39, 121
 Franz, R. 123
 Fraunhofer, Joseph 143, 195
 Fresnel, Augustin 193, 195
 Friedrich, Walther 185

 Gabor, Dennis 197
 Galilei, Galileo (Galilée) 11, 35, 161, 165
 Galvani, Luigi 237
 Gauss, Carl Friedrich 25, 141, 149, 241
 Gay-Lussac, Louis 107
 Geiger, Hans 323
 Gellmann, Murray 367
 Gerlach, Walther 363
 Germer, Lester 357
 Glaser, Donald 61
 Goldstein, Eugen 327
 Graaf, Robert Jemison Van de 215
 Graetz, Leo 291
 Gray, Louis 189

 Haas, W.J. de 255
 Hagen, Gotthilf 71
 Hall, Edwin 247
 Halley, Edmond 245
 Hanksbee, F. 325
 Heisenberg, Werner 205, 357, 359
 Henry, Joseph 261
 Herschel, William 177
 Hertz, Heinrich 39, 259, 293, 297, 299, 301
 Hittorf, Johann Wilhelm 324, 325

384 Index des noms

- Hoff, Jacobus van t' 127
Hughes, David 295
Hulse, Russel 355
Hunt, Franklin 183
Huygens, Christiaan 27, 157, 193
- Jacobi, Moritz von 271
Jeans, James 181
Joule, James 41, 109, 137, 255
- Kamerlingh Onnes, Heike 137, 225
Kastler, Alfred 191
Kaufmann, W. 311
Kelvin, Lord (William Thomson) 17, 102, 137, 239, 265
Kepler, Johannes 45, 161
Kerr, John 201
Kirchhoff, Gustav 179, 199, 229
Klitzing, Klaus Von 329
Knipping, Paul 185
Knoll, Max 169
Kundt, August 95
- Lambert, Jean-Henri 147, 171
Laplace, Pierre-Simon 97
Laue, Max von 183, 185
Le Chatelier, Henri 135
Lebedew, Piotr 301
Lenz, Heinrich 259
Linde, Carl von 137
Lippershay, Jan 161
Lippmann, Gabriel 221
Lorentz, Hendrik Antoon 247, 311
Loschmidt, Joseph 107
Lucrèce 241
Lummer, Otto 175
- Mahl, Hans 169
- Maiman, Theodor Harold 191
Marconi, Guglielmo 303
Mariotte, Edme 107
Maxwell, James Clerk 53, 115, 209, 259, 295, 297, 299, 301
Mayer, Julius Robert 43, 109
Meissner, Alexander 321
Meissner, Fritz Walther 255
Michelson, Albert 29, 197, 347
Millikan, Robert 217
Minkowski, Hermann 297, 347
Morley, Edward 197, 345
Moseley, Henry 183
Müller, Erwin 169
Müller, K.A. 225
Müller, Walther 323
- Napier, John 97
Nernst, Walter 235
Newton, Isaac 11, 37, 45, 151, 161, 193, 357
Nicol, William 203
- Ørsted, Hans Christian 249
- Ohm, Georg 225, 227
- Pascal, Blaise 55
Pauli, Wolfgang 365
Peltier, Jean 239
Perkins, Jacob 119
Petit, Alexis 105
Pfeffer, Wilhelm 127
Pitot, Henri 57
Pixii, Hippolyte 267
Planck, Max 11, 181, 357
Plücker, Julius 327
- Poiseuille, Jean-Louis 69, 71
Poynting, John 299
Prandtl, Ludwig 57, 71
Ptolémée, Claude 139
- Rayleigh, Lord 181
Réaumur, René-Antoine de 102
Reis, Philipp 255
Reynolds, Osborne 71
Richardson, Owen 305
Ritter, Johann 177
Römer, Olaus 165
Röntgen, Wilhelm 183, 295
Rowland, Henry 195
Ruska, Ernst 169
Rutherford, Ernest 357
- Savart, Félix 249
Scherrer, Paul 185
Schockley, William 319
Schottky, Walter 313
Schrödinger, Erwin 357, 359
Seebeck, Thomas Johann 239
Siemens, Werner von 225, 267, 269
Smoluchowski, Marian von 113
Snellius, Willebroid (Snel van Rojen) 139
Stark, Johannes 363
Stefan, Josef 181
Steno, Nicolaus 333
Stern, Otto 115, 363
Stokes, George 69
Stoney, George 327
- Taylor, Joseph 355
Tesla, Nikola 17, 241, 285
Thomson George, 205
Thomson, Joseph 305, 307, 311, 357
Thomson, William voir Kelvin

Torricelli, Evangelista 55
Townes, Charles Hard 191
Townsend, John 325

Vernier, Pierre 29
Volta, Alessandro 211,
235, 237

Waals, Johannes Van der
61

Watt, James 41
Weber, Ernst 99
Weber, Joseph 355
Weber, Wilhelm 257, 287
Wegener, Alfred 245
Wehnelt, Arthur 309
Weiss, Christian 255
Wheastone, Charles 229
Wiechert, Emil Johann
311

Wiedemann, Gustav
123
Wien, Wilhelm 181, 327
Wilson, Charles 61

Young, Thomas 193
Yukawa, Hideki 367

Zeeman, Pieter 363
Zweig, G. 367

INDEX THÉMATIQUE

- abaisseur de tension 285
- aberration 153, 169
 - chromatique 153
 - géométrique 153
 - sphérique 141, 153
- abscisse curviligne 39
- absorption
 - de la lumière 147
 - du son 101
 - loi de l' 147, 187
 - photoélectrique 187
- abstract 369
- accélérateurs d'électrons 183
- accélération 33
 - normale 35, 39
- accommodation 163
- accroissement 14
- accumulateur 237
- achromat 153, 159
- activité optique 203
- acuité visuelle 163
- adaptation d'impédance 321
- addition vectorielle 13
- adiabatique 111
- admittance 279
 - complexe 279
 - réelle 279
- affaiblissement de la lumière 175
- agent moteur 117, 119
- agones 245
- aimant permanent 241, 251
- aimantation 251
 - rémanente 253
- aire 31
- allotropie 335
- ampère 19, 223
- ampèremètre à fil
 - chauffant 265
- amplificateur 315, 319
- amplitude 39
 - d'accommodation 163
- analyse
 - de Fourier 95, 99, 101
 - spectrale 199
- analyseur 201, 203
- anastigmat 159
- angle 31
 - de Brewster 201
 - de contact 65
 - de déviation d'un prisme 143, 199
 - de rotation 49
 - limite 145
 - solide 31
- Ångström 29
- anion 231, 331
- anisotropie 333
- anneaux
 - de Debye et Scherrer 187
 - de Landolt 163
 - de Newton 193
- année-lumière 29
- anode 231, 331
- anomalie magnétique 245
- antenne 301, 303
 - cadre 303
 - rectiligne 303
 - rendement 303
 - unifilaire 303
- anticathode 183, 185
- antiparticule 367
- appareil
 - photo 159
 - spectroscopique 199
- approximation de Gauss 141, 149, 153
- arc électrique 177, 325
- arc 31
- ascension capillaire 65
- aspect
 - corpusculaire de la lumière 193
 - ondulatoire de la lumière 193
- association de deux
 - lentilles minces 153
- astigmatisme 153, 159, 163
- atmosphère 5
- atome 21
- audition 99
- aurore polaire 307
- auto-induction 261
- axe 51
 - de symétrie 333
 - dipolaire 241
 - magnétique nord-sud 241
 - optique 141, 149
- balance 37
 - à fléau 51
- bande d'énergie 337
 - de conduction 337
 - de valence 337
 - interdite 337
- banque de données 369
- bar 55
- baril 31
- barn 31, 113
- baromètre 55
- barre 95
- barrière de potentiel 343
- baryon 367
- base 319
- bel 97
- bétatron 183
- bilame 103
- biprisme 193
- blende 335
- bobine
 - à forte réactance 281
 - d'allumage 263
 - d'induction 267
- boson 363, 367
- boussole magnétique 243
- Bremsstrahlung 183
- bronzage 177
- bruit(s) 101
 - blanc 101
 - électrique 113
 - thermique 113
 - semi-conducteurs 317
 - tubes 313
- brûleur de Nernst 177

390 Index thématique

- cage
 - d'écureuil 289
 - de Faraday 213
- caisse de résonance 95, 165
- cale-étalon 29
- calibre à coulisse 29
- calorie 41
- calorimètre 105
- caméscope 309
- candela 173
- canon à électrons 309
- caoutchouc 329
- capacité
 - calorifique 105
 - électrique 217
 - thermique molaire 339
- capillarité 65
- caractéristique 313
 - semi-conducteurs 317
 - tubes 313
 - d'un dipôle 227
- carbone asymétrique 203
- Carnot
 - cycle de 117
 - machine de 117, 131
- cathode 231, 331
 - à oxydes 313
 - Wehnelt 305
- cation 231, 331
- cavitation 73, 101
- cavité rayonnante 179
- ceintures de radiation 245
- cellule
 - de Kerr 203
 - de Pfeffer 127
- centre
 - de gravité 51
 - optique 149
- cercle
 - équation du 14
 - de Rowland 195
- chaleur 103
 - de condensation 133
 - de fusion 135
 - de liquéfaction 133
 - de solidification 135
 - de sublimation 135
 - de vaporisation 133
 - latente de fusion 135
 - latente de vaporisation 133
 - massique 105
- chambre
 - à brouillard 61, 111
 - à bulles 61
 - à ionisation 189, 323
 - de Wilson 61
 - noire 139, 159
- champ
 - angulaire 159
 - coercitif 253
 - de pesanteur 35
 - de rayonnement 171
 - de température 121
 - de vecteurs 67
 - électrique 209, 211
 - électromagnétique 259
 - électrostatique 259
 - magnétique 241, 249
 - magnétique terrestre 245
 - magnétique tournant 275, 289
 - uniforme 209
- charge
 - de l'électron 247
 - électrique 207, 231, 331
 - élémentaire 207, 217, 247
 - massique 247, 307
 - par influence 207
 - ponctuelle 209
- chemin optique 143
- cheval-vapeur 41
- chiffres significatifs 17, 25
- choc 41
- chute
 - anodique 325
 - de température 121
 - libre 35
- circuit(s)
 - primaire 267
 - secondaire 267
 - oscillants couplés 293
 - oscillants électriques 293
- classes de cristaux 333
- cloche 95
- coefficient
 - d'absorption lumineux 147
 - d'absorption sonore 101
 - d'amplification calorifique 119
 - d'amplification frigorigène 119
 - d'extinction 147
 - d'induction mutuelle 261
 - de compressibilité 59
 - de couplage 293
 - de dilatation thermique 103
 - de diffusivité 121, 125
 - de Hall 247
 - de Poisson 97
 - de Thomson 239
 - de viscosité 47
 - Joule-Thomson 137
 - linéaire d'absorption 187
 - linéaire
 - d'affaiblissement 185
 - massique d'absorption 187
 - massique d'affaiblissement 185
 - Peltier 239
- coin absorbant 175
- collecte d'informations 369
- collecteur 267, 271, 319
- coma 153, 161
- commutateur 267, 271
- compas gyroscopique 51
- complémentarité 193
- compressibilité 58
- compression adiabatique 111
- compteur à scintillation 189
- condensateur 217
- condensation 135
- condenseur
 - de microscope 157
 - de microscope électronique 169
 - de projecteur 159

- condition(s)
 - de Gauss (voir approximation de Gauss)
 - de normalisation 359
 - de réflexion de Bragg 185
 - d'équilibre 51
 - normales 107
- conductance 279
 - électrique 225
 - thermique 123
- conducteur
 - annulaire 249
 - C.T.P 225
 - C.T.N 225
 - électrique 213
- conductibilité-gaz 323
- conduction
 - de la chaleur 339
 - électrique 337
 - propre 341
 - thermique 121
 - thermique des gaz 123
- conductivité 231
 - électrique 225, 337
 - électrolytique 331
 - molaire 231, 331
 - thermique 121
- coniques 14
- conservation
 - de l'énergie (principe de) 109
 - des informations 197
- constante
 - d'Avogadro (voir nombre d'Avogadro)
 - de Boltzmann 102, 105
 - de Faraday 231, 331
 - de gravitation universelle 45
 - de Loschmidt 59
 - de Planck 181, 357
 - de rebond 41
 - de temps 229, 263
 - des gaz parfaits 59, 105
 - solaire 301
- construction
 - de Fresnel 273
 - de l'image
 - lentille convergente épaisse 151
 - lentille convergente mince 149
 - lentille divergente 151
 - miroir sphérique 141
- contraction des longueurs 349
- convection thermique 123
- coordinence 335
- coordonnées 23, 33
 - à trois dimensions 23
 - cartésiennes 23
 - logarithmiques 23
 - polaires 23
 - semi-logarithmiques 23
- corde vibrante 95
- cornée 163
- corps
 - amorphe 53
 - gris 179
 - noir 179, 181
 - noir (rayonnement du) 179
 - vitré 163
- couche(s)
 - anti-reflet 193
 - cathodique 325
 - d'arrêt 343
 - d'ozone 177
 - électronique 365
 - Kennelly-Heaviside 303
 - limite de Prandtl 71
- couleurs
 - des lames minces 193
 - spectrales 145
- Coulomb 231
 - loi de 207
 - force de 207
- coulométrie 207
- couplage L-S 363
- courant
 - mesure 287
 - alternatif 273, 279, 283, 287
 - addition 273
 - amplitude 273
- Index thématique 391
 - valeur efficace 273
 - valeur instantanée 273
- d'anode 313
- de déplacement 295
- de rupture 263
- électrique 223
 - continu 223
 - alternatif 223
- électronique 313
- triphasé 275
 - composé 275
 - puissance 275
 - puissance moyenne échangée 275
 - simple 275
- de Foucault 259
- haute fréquence 285
- induits 259
- courbe(s)
 - d'aimantation 253
 - d'ébullition 137
 - de charge 269
 - de dispersion 145
 - de fusion 135
 - de Gauss 25
 - de répartition 25
 - de rosée 137
 - de sublimation 135
 - de vaporisation 133
 - isotoniques 99
- courbure de champ 153, 159
- création de paires 189
- cristal 333
 - covalent 335
 - hydraté 335
 - ionique 333, 335
 - métallique 335
 - parfait 329
 - réel 329
 - tournant 187
- cristallin 163
- cristallographie 333
- cristaux 53
 - liquides 53
- critère de Rayleigh 155
- croissance d'un cristal 335
- cruche de terre cuite 133
- cryostat 137

392 Index thématique

- cube
 - de Leslie 179
 - de Lummer et Brodhun 175
- cubique 333
- faces centrées 335
- cycle
 - d'hystérésis 253
 - de Carnot 117
- cylindre
 - de Faraday 213
 - de Wehnelt 169, 305, 309
- débit
 - de fluide 67
 - volumique 71
- décalage vers le rouge 353
- décharge
 - à arc 325
 - à étincelle 325
 - dans un gaz 325
 - électrique 223
 - luminescente 325
 - obscur 325
- décibel 97, 99
- déclinaison magnétique 245
- déclinomètre 245
- décomposition
 - de la lumière blanche par un réseau 195
 - spectrale 145
- défaul(s)
 - cristallin 329
 - de l'œil 163
 - de masse 351
 - électronique 341
- dégénérescence 361
- degré 102
- de couplage 263
- hygrométrie 133
- de liberté 49, 103
- de polarisation 201
- densité 37
 - d'énergie électrique 215, 219
 - de courant 67, 223, 227
 - de flux de chaleur 227
 - de puissance 41
 - linéaire du courant thermique 121
 - optique 147
 - superficielle 215
- déphasage 273
- déplacement 113
 - électrique 215, 219
 - vers le rouge 31
- dépression capillaire 65
- dérivée 14
 - partielle 15
- désaimantation 253
- détente adiabatique 111
- détonation 101
- deuxième principe de la thermodynamique 131
- dévitrication 329
- diagramme 23
 - Amagat 61
 - d'ébullition 137
 - d'état 135
 - de fusion 137
 - de Laue 185
 - de travail 117
 - en bâtons 23
 - vectériel 273, 279
- diamagnétisme 251
- diamant 63
- diamètre apparent 155
- diaphragme d'ouverture 159
- dichroïsme 201
- diélectrique 219
- différence
 - de potentiel 211
 - de potentiel de contact 235
- différentielle 14
- diffraction 195
 - à distance finie 195
 - à l'infini 195
 - de Fraunhofer 195
 - de Fraunhofer par une fente 195
 - de Fresnel 195
 - des rayons X 185
 - par une ouverture circulaire 195
- diffusion
 - de Brillouin 339
 - de la lumière 147
 - de particules dans un liquide 125
 - des rayons X 185, 187
- dilatance 69
- dilatation
 - de rails 103
 - du temps 347
 - linéaire 103
 - thermique 103
 - volumique 103
- diode 291, 319
 - à cathode chaude 315
 - à cristaux 319
 - à jonction 319
 - à pointe 319
 - à semi-conducteurs 319
 - à vide 315
 - électroluminescente 319
 - thermoélectronique 305
 - tunnel 319
 - Zener 319
- dioptre
 - sphérique 149
- dioptrie 149
- dipôle 213
 - électrique permanent 213
 - magnétique 241
 - non ohmique 227
- direction de polarisation 201
- discontinuité d'absorption 187
- dislocation 329
- dispersion 25, 145
 - anormale 145
 - normale 145
 - rotatoire 203
- disque 95
 - de Rayleigh 97
 - de Talbot 175
- distance
 - d'allumage 325
 - focale
 - d'un miroir sphérique 141

d'une lentille 149, 151
 image d'un dioptré 149
 objet d'un dioptré 149
 virtuelle 141
 maximale de vision
 distincte 163
 minimale de vision
 distincte 155, 163
 réticulaire 185
 distorsion 153
 distribution de Maxwell 115
 divergence 15
 angulaire 191
 domaine(s)
 de Geiger-Müller 323
 de proportionnalité 323
 de recombinaison 323
 de saturation 323
 de Weiss 243, 255
 dopage 337, 341
 dose absorbée 189
 dosimétrie des rayons X 189
 double couche électrique 233
 double réfraction 201, 203
 dualisme onde-particule 205
 dualité
 de la lumière 193
 onde-corpuscule 359
 durée de vie d'un ion 323
 dyn 37
 dynamo 267, 269
 dynamomètre 37
 ébullition 133
 écart-type 25
 échelle de Celsius 102
 éclairage
 énergétique 171
 lumineux 173
 écoulement 67
 écran luminescent 309
 effet
 Barnett 255

Compton 187
 Cotton-Mouton 201
 de grenaille 313
 de peau 295
 Doppler-Fizeau 31
 Einstein et de Haas 255
 électro-optique 201
 électrocalorique 221
 Funkel 315
 Hall 247
 Josephson 211
 Joule-Thomson 137
 Kerr 201
 Meissner 255
 Peltier 239
 photoélectrique 187, 189
 photoélectrique (interne, externe) 305
 photoélectrique (relation d'Einstein) 305
 photoélectrique interne 187
 piézoélectrique 221
 Schottky 313
 Seebeck 239
 Stark 361, 363
 thermoélectrique 239, 305
 Thomson 239
 tunnel 305
 Zeeman 361, 363
 efficacité 315
 tube électronique 315
 lumineuse 173
 électret 221
 électrisation 233
 électroaimant 249
 électrocution 229
 électrode 237
 à hydrogène 235
 électrodynamique 207
 électroluminescence 325
 électrolyse 231, 331
 électrolyte 231
 électromètre à fil 217
 électron 205, 207, 305, 307
 d'Auger 187
 de valence 365

Index thématique 393

diffraction 205
 interférences 205
 libre 305, 337
 secondaires 305
 vitesse 313
 électronvolt 43, 215
 électrophorèse 233
 électroscope 207
 électrostatique 207
 électrostriction 221
 élévateur de tension 285
 ellipse 45
 élongation maximale 39
 émetteur 303, 319
 Lambert 171
 transistor 319
 émission 303
 induite 191
 émittance
 énergétique 171, 179
 lumineuse 173
 émulsion photo 189
 énergie 43
 cinétique 43, 102, 115
 cinétique de rotation 49
 potentielle 43
 totale 43, 351
 d'ionisation 235
 de vaporisation 133
 électrique 223
 électrique (transport) 285
 électrostatique 215
 interne 109
 libre 131
 magnétique 263
 rayonnée 171
 sonore 97
 superficielle 53
 volumique-magnétique 263
 enroulement bifilaire 261
 enthalpie 131
 de fusion 135
 libre 131
 entropie 129, 131
 épaisseur de demi-atténuation 147, 185
 épidiastroscope 159

394 Index thématique

- évêque 159
- équateur magnétique 245
- équation(s)
 - adiabatiques 111
 - aux dimensions 21
 - d'Heisenberg 359
 - de Bernoulli 59
 - de Clapeyron 133, 135
 - de continuité 67
 - de l'ellipse 14
 - de la parabole 14
 - de Maxwell 297
 - de Nernst 235
 - de Poisson 111
 - de Schrödinger 359
 - de transfert 123
 - des gaz parfaits 59, 107
 - différentielles 15
 - usuelles 15
- équilibre 51
 - de vaporisation 133
 - thermique 179
 - thermodynamique 131
- équivalent mécanique de la chaleur 109
- erg 43
- erreur 25
 - aléatoire 25
 - systématique 25
- espace
 - positif 325
 - sombre d'Aston 325
 - sombre de Faraday 325
 - sombre de Hittorf 325
- espace-temps 345, 347
- établissement de courant 263
- état amorphe 53, 329
- états de la matière 53
- éther 34, 197
- étincelle (décharge) 325
- étincelle de rupture 263
- évaporation 133
- excès de masse 351
- expansion
 - adiabatique 111
 - isobare 111
 - isotherme 111
- expérience
 - de Michelson et Morley 197
 - de Stern et Gerlach 115
 - du miroir de Fresnel 193
- exposant adiabatique 109
- exposition 173, 189
- extinction 193
- extrapolation 23
- facteur
 - d'absorption 147, 179
 - d'absorption pure 147
 - d'amplification 315
 - transistor 319
 - de puissance 279, 283
 - de réflexion 139
 - de transmission 147
 - g 363
- faisceau de rayons 139
- farad 217
- fermion 363
- ferrimagnétisme 253
- ferroélectricité 221
- ferromagnétisme 253
- fibres optiques 145
- figure d'interférence 193
- filtre 281
- filtre de polarisation 201
- flèche 35
- floculation 233
- fluide newtonien 69
- fluorescence 187, 189
- flux
 - de diffusion 125
 - de masse 67
 - de photons 173
 - énergétique 171
 - lumineux 173
 - stationnaire 67
 - thermique 121
 - magnétique 257
- fonction(s)
 - affine (premier degré) 14
 - carré (second degré) 14
 - d'onde 359
 - de Gibbs 131
 - de Helmholtz 131
 - exponentielle 14
- fonctionnement
 - à vide
 - générateur 269
 - transfo 285
- force 37
 - conservative 43
 - de Coriolis 39
 - de Coulomb 209
 - de frottement 47
 - de gravitation 45
 - de Lorentz 247
 - de rappel 39
 - de viscosité 69
 - électromotrice 229
 - électromotrice thermoelectrique 239
- formalisme matriciel 359
- formule(s)
 - de Descartes 141, 151
 - de Fraunhofer 143
 - de Laplace 97
 - de Newton 141, 151
 - de conjugaison
 - lentille 151
 - miroir 141
- four
 - à induction 259
 - solaire 141
- Fourier
 - analyse de 95, 99, 101
 - loi de 121
- fovea 163
- foyer 45
 - lentille 149
 - miroir 141
 - image 149
 - objet 149
 - virtuel 141, 151
- fraction molaire 107
- fractionnement 137
- franges
 - d'égale inclinaison 193
 - d'interférence 193
 - de diffraction 195
 - localisées 193
- freinage
 - électromagnétique 259
- fréquence 39
 - de Debye 101

de Larmor 363
 moyenne des chocs 113
 frottement 47
 interne 69
 fusion 135
 chaleur de 135
 courbe de 135
 enthalpie de 135
 diagramme de 137

 gallon 31
 galvanomètre 249
 à bobine rotative 265
 à cordes 265
 balistique 265
 courant alternatif 287
 gap 337
 gauss 241
 gaz 53
 conductibilité électrique 323
 d'électrons 335
 lois des 107
 mélange de 107
 parfait 53, 59, 107, 109
 réel 53, 107
 variables d'état 107
 générateur
 à piston 277
 de courant alternatif
 à pôles externes 277
 à pôles internes 277
 de courant continu 267
 tension à vide 269
 tension en
 fonctionnement 269
 de courant triphasé 277
 de Van de Graaf 215
 dynamo-électrique 269
 dynamo-électronique 269
 hautes fréquences 277
 magnétoélectrique 267
 magnétohydro-
 dynamique 269
 MHD 269
 turbo 277
 glissement 289

gradient 15
 grandes ondes 303
 grandeurs
 d'état
 thermodynamiques 131
 énergétiques 171, 173
 fondamentales 17
 photométriques 173
 photoniques 173
 physiques 16-21
 grandissement 141, 155,
 159
 du microscope
 électronique 169
 gravitation 45
 graviton 355, 367
 gray 189
 grille de commande 315
 grossissement 155, 157, 161
 commercial 155, 157
 groupe d'espace 333
 guide de lumière 145
 gyroscope 51

 hadron 367
 harmoniques 95
 haut-parleur 95
 hauteur maximale d'un tir
 35
 hectare 31
 hectolitre 31 ~
 hélium liquide 137
 henry 261
 hertz 39
 hexagonal 333
 hexagonale compacte 335
 hexode 315
 hologramme 197
 photographie 197
 homéomorphe 335
 horloges 27
 à balancier 27
 à carbone radioactif 27
 à jet de césium 27
 à NH_3 191
 à quartz 27
 atomique 191
 à uranium 27

Index thématique 395

biologiques 27
 magnétiques 27
 humeur aqueuse 163
 humidité de l'air 133
 hygromètre 133
 hygrométrie 133
 hypermétropie 163
 hypersons 101
 hypsomètre 133

 image virtuelle 139, 141,
 151
 impédance 279, 281, 283,
 299
 complexe 279
 ondes 299
 réelle 279
 impulsion 41
 relativiste 351
 incertitude 25
 absolue 25
 relative 25
 inclinaison magnétique
 245
 index 369
 indice de réfraction 143,
 145
 inducteur 267, 271
 induction
 électrique 215
 électromagnétique 257
 magnétique 241, 249,
 251
 mutuelle 261
 terrestre 245
 valeur critique 255
 induit 267, 271
 influence électrostatique
 215
 information 129
 infrarouge 177
 infrasons 95
 instruments de mesure 265
 à bobine rotative 265,
 287
 à fer doux 265, 287
 à fil chauffant 287
 à induction 287

396 Index thématique

- électrodynamiques 287
- intégrale 15
 - définie 15
 - indéfinie (primitive) 15
- de Clausius 129
- intensité 279
 - acoustique 97
 - d'une source de photons 173
- de court-circuit 229
- de sensation auditive 99
- du courant électrique 223
- efficace 273
- énergétique 171
- lumineuse 31, 173
- interférences de la lumière 193
- interféromètre 29, 197
 - de Michelson 197
- interfrange 193
- internet 369
- interpolation 23
- interrupteur 319
 - de courant électrolytique 267
- intervalle optique 157
- invar 103
- ion 207, 231
 - durée de vie 323
- ionisation par chocs 305
- ionosphère 303, 327
- ions (recombinaison) 323
- iris 163
- isobare 107
- isochore 107
- isocline 245
- isodynamie 245
- isogone 245
- isolant 213, 225
- isomorphie 335
- isotonie 99
- isotherme 107
 - critique 61
- isotopie 335
- jonction
 - n-p 341, 343
- métal-métal 235
- liquide-liquide 235
- métal-ion métallique 235
- joule 43
- jumelles à prisme 161
- kelvin 19, 102
- kilogramme 19, 37
- lacune 329
- lame
 - à faces parallèles 143
 - séparatrice 197
- laminaire 67, 71
- lampe
 - à basse pression 325
 - à décharge dans un gaz 325
 - à haute pression 325
 - à vapeur de mercure 177, 325
- largeur
 - d'une raie spectrale 199
 - naturelle 199
- laser 191
 - à He-Ne 191
 - à néodyme (YAG) 177
 - à rubis 191
 - à trois niveaux 191
- lentille 149, 151
 - convergente 149, 151
 - épaisse 151
 - mince 149
 - de projection 169
 - divergente 149, 151
 - électronique 167
 - électrostatique 167
 - gravitationnelle 353
 - magnétique 167
 - trou 167
 - oculaire 163
- lepton 367
- levier 49
- libre parcours moyen 69, 113
- ligne(s)
 - d'univers 349
- de champ électrique 209, 211
- de courant 67
- de champ 249
- magnétique 241, 243, 249
- liquéfaction des gaz 137
- liquide 53
 - mouillant 53
- loi
 - d'addition des vitesses d'Einstein 349
- de Beer, 147
- de Biot, 203
- de Biot et Savart 249
 - bobine (ou solénoïde) 249
 - conducteur creux 249
 - conducteur cylindrique 249
 - conducteur filiforme 249
- de Boyle-Mariotte 107
- de Brewster 201
- de Charles 107
- de conservation
 - de la charge 207
 - de la masse 37
- de Coulomb 209
- de Curie 253
- de Dalton 59, 107
- de Duane et Hunt 183
- de Dulong et Petit 105, 339
- de Faraday 231, 331
- de Fick 125
- de Fourier 121
- de Gay-Lussac 107
- de gravitation 45
- de Hagen-Poiseuille 69, 71
- de Joule 223
- de Képler 45
- de Kirchhoff 229
- de l'absorption 147, 187
- de l'induction 257
- de la distance 175
- de la réflexion 139
- de la réfraction 143, 169

de Lambert 171
 de Lenz 259
 de Malus 203
 de modulation de Le Chatelier 135
 de Moseley 183
 de Newton 37
 d'Ohm 227
 de Steiner 49
 de Van der Waals 61
 de Van t'Hoff 127
 de Weber-Fechner 99
 de Wiedemann-Franz 225
 des gaz 107
 des mailles 229
 des nœuds 229
 du déplacement de Wien 181
 du rayonnement
 de Kirchhoff 179
 de Planck 181
 de Rayleigh-Jeans 181
 de Stefan-Boltzmann 181
 de Wien 181
 longueur 29, 31
 d'onde
 de Compton 187
 limite 183
 sonore 95
 de cohérence 193
 élémentaire 29
 loupe 155, 157
 lubrifiant 47
 lumen 173
 lumière
 blanche 145
 vitesse 24, 165
 luminance 173
 énergétique 171
 énergétique spectrale 179
 luminophore 309
 lunette
 astronomique 161
 de Galilée 161
 de Kepler 161
 hollandaise 161

terrestre 161
 lunettes 163
 à prisme 161
 lux 173
 machine
 à montage « compound » 269
 de Carnot 117, 131
 frigorifique 119
 à absorption 119
 à compresseur 119
 électro-thermique 119
 thermique 117
 idéale 117
 réelle 117
 macromolécule 329
 magnéto 267
 magnétomètre 241
 magnéton de Bohr 361
 magnétosphère 245
 magnétostatique 241
 magnétostriction 101, 255
 maille élémentaire 333, 335
 manomètre 55, 57
 maquette 71
 marée 45
 maser 191
 masque (TV) 309
 masse 37, 311
 atomique 37
 au repos 351
 et vitesse 311
 magnétique 243
 relativiste 351
 volumique 37
 matérialisation 189
 matrice
 d'Hamilton 359
 de Pauli 361
 mécanique
 quantique 205, 359
 relativiste 351
 meissner 55
 membrane 95
 basilaire 99
 semi-perméable 127

Index thématique 397

ménisque 53, 65
 méson 367
 mesure
 de la vitesse de la lumière
 méthode de la roue dentée de Fizeau 165
 méthode du miroir tournant 165
 mesures 25
 méthode
 de Debye et Scherrer 187
 de la parabole 311
 de Linde 137
 du cristal tournant 187
 de mesures photométriques 175
 mètre 19, 29
 microscope 157
 à effet de champ 169
 à effet tunnel 169
 à fond noir 157
 électronique 169
 électronique à balayage 169
 palpeur 29
 polarisant 203
 migration des pôles 245
 milieu
 dextrogyre 203
 lévogyre 203
 optiquement anisotrope 201
 uniaxe 201
 mille 29
 millimètre 265
 de mercure 55
 mirage 143
 miroir 139, 141
 à électrons 167
 de Fresnel (expérience du) 193
 de rasage 141
 parabolique 141
 plan 139
 sphérique
 concave 141
 convexe 141

398 Index thématique

- mise au point 159
- mobilité 227
 - des électrons 337
 - des ions 331
- modem 369
- modulation 303
 - de fréquence 303
- module de compressibilité 59
- mol 19
- molarité 127
- mole 107
- molécule 21, 113, 115
- moment
 - cinétique 41, 49, 361
 - total 363
 - d'inertie 49
 - d'une force 49
 - de torsion 213
 - dipolaire électrique 213
 - magnétique 361, 363
- monochromateur 115, 199
- monoclinique 333
- monocristal 329
- monomère 329
- monopole magnétique 241
- montage
 - « compound » 269
 - dérivation 269
 - en étoile 275, 277
 - en parallèle 269, 271, 283
 - en série 269, 279
 - en triangle 275, 277
 - mixte 269
 - « shunt » 269
- montre à quartz 221
- mot-clé 369
- moteur
 - à courant alternatif 289
 - à courant continu-
rendement 271
 - à courant triphasé 289
 - à induction 289
 - à montage
 - « compound » 271
 - asynchrone 289
 - électrique 271
 - série 271
- « shunt » 271
- synchrone 289
- thermique 117
- universel 271
- moulin à lumière 298, 301
- mouvement
 - brownien 113
 - perpétuel 109, 131
- moyenne (valeur) 25
- multiplicateur 305
- multiplieur 305
- muon 347
- mur du son 92
- myopie 163
- néodyme (laser à, YAG) 177
- néper 97
- neutrons 205
 - diffraction 205
- Newton 37
- niveau d'isotonie 99
- nombre
 - d'Avogadro 37, 59, 107
 - d'ouverture 159
 - de coordination 335
 - de Loschmidt 107
 - de photons 173
 - de Reynolds 71
 - quantique 361, 365
- notation différentielle 14
- objectif 159, 161, 169
 - à immersion 157
 - d'appareil photo 159
 - de microscope 157
 - de projection 159
- objets « tombés du ciel » 143
- obturation périodique 175
- oculaire 161
 - de microscope 157
- œil 163
 - réduit 163
- œrsted 249
- Ohm 225
- ombre 139
- onde 205
 - de choc 63
 - électromagnétique 299
 - création 301
 - mise en évidence 301
 - propagation 303
 - gravitationnelle 353, 355
 - sonore 95
- ondes
 - courtes 303
 - en opposition de phase 193
 - en phase 193
 - longues 303
- ondulateur 291
- ondulation 291
- opérateur(s)
 - laplacien 359
 - différentiels 15
- optique
 - électronique 167
 - géométrique 139
 - ondulatoire 139
- orage 233
- ordre
 - d'interférence 193
 - du spectre d'un réseau 195
- oreille 99
- orthorhombique 333
- oscillateur(s)
 - de Hertz 293
 - linéaire 293
 - électriques couplés 293
- oscillation(s)
 - du plasma 327
 - électriques 293
 - forcées 293
 - harmonique 39
- oscilloscope 309
 - cathodique 309
- osmomètre 127
- osmose 127
 - électrique 233
- ouverture
 - numérique 157
 - relative 159, 199

paradoxe des jumeaux 347
 paramagnétisme 251, 253
 paratonnerre 233
 parcours moyen 337
 parsec 29
 particule 21, 113, 115, 205
 élémentaire 367
 symboles 21
 pas d'un réseau 195
 pascal 55
 pendule élastique 39
 pente 315
 pentode 315
 période 39
 perméabilité 251
 du vide 249, 251
 relative 251
 permittivité 219, 251
 électrique du vide 207
 perte(s)
 de puissance anodique 313
 en ligne 285
 transfo 285
 phanotron 291
 phare automobile 141
 phase 273
 phone 99
 phonon 339
 photoconductivité 341
 photoélasticité 201
 photomètre
 à polarisation 175
 à tache d'huile 175
 photométrie
 objective 175
 physique 175
 subjective 175
 visuelle 175
 photon 181, 339, 367
 énergie du 181
 masse du 181
 physique
 classique 11
 moderne 11
 pied 29
 piézoélectricité 221
 piézoélectrique(s)
 effet 101
 sources sonores 95, 101
 pile 229, 237
 de Volta 237
 Daniell 237
 à combustible 237
 de Weston 211
 plan(s)
 de polarisation 201
 de symétrie 333
 principal 149
 réticulaire 185
 principaux 151
 plaques
 de déviation 309
 parallèles 209
 plasma 53, 327
 plasmolyse 127
 plâtre de Paris 335
 poids 37
 point(s)
 critique 61
 de Boyle 61
 de Curie 253
 de fonctionnement (tube) 315
 de fusion 135
 de rosée 133
 de solidification 135
 événement 349
 glace 102
 image 141
 image virtuelle 139, 141
 isoélectrique 233
 objet 141
 triple 135
 triple de l'eau 102
 vapeur 102
 fixes des échelles de température 102
 principaux 151
 poise 69
 polarimètre 203
 polarisabilité 213, 219
 polarisation
 circulaire 201
 de la lumière 175, 201
 directe 317
 électrique 219
 elliptique 201

Index thématique 399

inverse 319
 par réflexion 201
 par réfraction 201
 rectiligne 201
 polariseur 201, 203
 polaroid 201, 203
 pôle magnétique 241
 pôles de commutation 269
 pollution par la chaleur 119
 polymorphisme 335
 pompage optique 191
 pompe 63
 à chaleur 119
 à froid 63
 à vide 63
 pond 37
 pont
 à bascule 37
 de Wheastone 229
 portée 35
 positron 367
 potentiel 211
 électrostatique 213
 normal
 scalaire 67
 potentiomètre 227, 229
 pouce 29
 poudre cristalline 187
 poussée 37, 58
 pouvoir
 de résolution 145
 d'un réseau 195
 d'un spectroscope 199
 rotatoire 203
 spécifique 203
 séparateur 155, 161
 microscope 157
 microscope électronique 169
 œil 163
 photographique 155
 réseau 195
 thermoélectrique 239
 précession 51, 353
 précision des mesures 25
 préfixes (unités) 21
 premier principe de la thermodynamique 109

400 Index thématique

- presbytie 163
- presse 63
 - hydraulique 58
- pression 55, 57
 - atmosphérique 57
 - critique 61
 - de radiation 301
 - de vapeur 133
 - de vapeur saturante 133
 - dynamique 57
 - hydrostatique 58
 - interne 59
 - normale de l'air 57
 - osmotique 127
 - partielle 59
 - sonore 97
 - statique 57
 - superficielle 65
- primaire 285
- principe
 - d'Archimède 37, 58
 - de l'équipartition de l'énergie 103
 - d'équivalence 353
 - d'incertitude 205
 - d'inertie 37
 - de causalité 347
 - de correspondance de Bohr 357
 - de Fermat 143
 - de Huygens-Fresnel 195
 - de la relativité 345
 - de Pauli 365
- prisme 143
 - achromatique 145
 - de Nicol 203
- probabilité de présence 359
- processus cyclique 117
 - réversible 131
- production de lumière polarisée 201
- produit
 - scalaire 13
 - vectériel 13
- profondeur de pénétration
 - courant 295
 - ondes électro-magnétiques 299
- projecteur 159
 - de diapositives 159
- propagation de la lumière 139, 141
- protection
 - contre la corrosion 235
 - magnétique 253
- proton 207
- publications 11
- puissance
 - active 279
 - d'une loupe 155
 - du courant 223
 - mécanique 41
 - moyenne 275, 279
 - réactive 279
 - spécifique 41
 - Thomson 239
- puits 67
- pulsar 31
- pulsation 39
- pupille 163
 - d'entrée 159
- pyroélectricité 221
- pyromètre 179
- quadratique 333
- quadrivecteur 351
- quanta 181
 - théorie 11
- quantification spatiale 361, 363
- quantité
 - d'éclairement 173
 - de chaleur 105
 - de lumière 173
 - de matière 107
 - de mouvement 41
- quark 207, 367
- quart 31
- quasi-cristal 53
- queue de comète 301
- rad 189
- radian 31
- radiateur intégral 179
- radio-interféromètre 197
- radiocristallographie 185
- radiodotation 27
- radiographie 189
- radiotélescope 161
- raideur 39
- raies
 - caractéristiques 183
 - de Fraunhofer 145
 - spectrales 145
- rapport
 - de transformation 285
 - gyromagnétique 361
- Rayleigh
 - critère de 155, 195
 - disque de 97
- rayon
 - central 139
 - de bord 139
 - extraordinaire 201
 - lumineux 139
 - ordinaire 201
- rayonnement
 - de freinage, voir Bremsstrahlung
 - du corps noir 179
 - thermique 123, 179
- rayons
 - canaux 327
 - cathodiques 307, 327
 - de Röntgen 183
 - gamma 183
 - absorption 187
 - restants 177
- X
 - absorption 187
 - affaiblissement 185
 - diffusion élastique 185, 187
 - diffusion inélastique 187
 - production 183
 - répartition angulaire 183
 - spectre 183, 185
- réactance 279, 281
- réaction d'induit 269
- récepteur 117, 119
- réception 303
- recherche d'informations 369

- récepteur Dewar 137
- recombinaison 323
- redressement
 - monoalternance 291
- redresseur 291, 315
 - à arc 291
 - bidirectionnel 315
 - électrolytique 291
 - mécanique 291
 - monoalternance 291
 - sec 291
 - thermoélectronique 291
 - unidirectionnel 315
 - va-et-vient 291
- référentiel
 - d'inertie 345
 - galiléen 345
- réflectance 139
- réflexion 139, 141
 - diffuse 139
 - loi de la 139
 - totale 145, 161
- réfraction 143
 - continue dans
 - l'atmosphère 143
 - loi de la 143, 169
- réfractomètre 145
- refroidissement par
 - évaporation 133
- règle(s)
 - de la main droite 247, 259
 - de la main gauche 247
 - du « bonhomme d'Ampère » 249
- relation
 - d'Einstein (effet photoélectrique) 305
 - d'indétermination d'Heisenberg 357
 - de conjugaison 149
 - de de Broglie 205
 - de Heisenberg 205
 - fondamentale de la dynamique 37
 - physiques 23
- rémanence 253
- rendement 117, 271
 - d'une antenne 303
- idéal 117
- renforcement de lumière 193
- répartition
 - normale 25
 - spectrale du rayonnement thermique 181
- représentation graphique des relations 23
- reproduction optique par holographie 197
- réseau(x) 333
 - de Bravais 333
 - de diffraction 195
 - échelle 195
 - par réflexion 195
 - par transmission 195
- résistance
 - acoustique 97
 - électrique 225
 - interne 313, 315
 - interne d'une pile 229
 - ohmique 279
 - thermique 123, 227
- résistivité 225, 227
- résonateur de Helmholtz 95
- résonance baryonique et mésonique 367
- rétine 163
- rétroaction 321
 - en constance 321
 - en tendance 321
 - négative 321
 - neutre 321
 - positive 321
- rétroviseur 141
- révolution 45
- revues 11
 - électroniques 369
- rhéostat de démarrage 271
- rhomboédrique 333
- röntgen 189
- rotation 49
 - stable 51
- rotor 267, 271
- roue polaire 277
- savon 65
- scalaire 13
- secondaire 285
- seconde 19, 27
- section efficace 113
- sélectivité 293
- semi-conducteur 317, 319, 337, 341, 343
 - bruits 319
 - caractéristiques 317
 - composants 317
 - courant d'inversion 317
 - courant de diffusion 317
 - type n 317
 - type p 317
 - zone de déplétion 319
- sensation sonore 99
- sensibilité
 - sonore 99
 - spectrale de l'œil 163
- séparation isotopique 125
- série(s)
 - montage 279
 - des tensions 235
 - spectrales 183
- shunt 229
- sifflet de Galton 101
- signal vidéocomposite 309
- simultanéité 347
- sirène 95, 101
- solénoïde 249
- solide 49, 53, 329
- solidification 135
 - chaleur de 135
- soluté 127
- solution(s) 127
 - hypertoniques 127
 - hypotoniques 127
 - isotoniques 127
 - saturée 127
- solvant 127
- son(s) 95
 - audibles 95
 - complexe 101
 - fondamental 95
 - pur 101
- sonar 31, 101
- sonie 99
- source(s) 67

402 Index thématique

- cohérentes 193
 - de rayonnement
 - anisotrope 171
 - isotrope 171
 - incohérentes 193
 - orthotrope 171
 - sonores 95
 - piézoélectriques 95, 101
 - sous-marin 58
 - sous-volteur 285
 - spath d'Islande 201
 - spectre 145, 199
 - continu 199
 - d'absorption 147, 199
 - d'émission 199
 - de bandes 199
 - de freinage 183
 - de raies 199
 - de rayonnement du corps noir 179
 - électromagnétique 301
 - magnétique 249
 - sonore 101
 - spectrographe 199
 - spectrographie X 187, 189
 - spectromètre 199
 - de masse 311
 - de vitesses 115
 - spectrométrie 199
 - spectroscope 145, 199
 - spin 361, 363
 - stabilisation 321
 - stator 271, 267
 - stéradian 31
 - stéthoscope 57
 - stigmatisme 153
 - stokes 69
 - sublimation 135
 - substance thermométrique 103
 - supernova 301
 - superorthicon 309
 - supraconducteur 225, 255
 - supraconductivité 225
 - surface équipotentielle 209, 211
 - surfusion 135
 - survolteur 285
 - susceptibilité
 - électrique 219
 - magnétique 251
 - symboles des particules 21
 - système(s)
 - bifilaire 261
 - centrés dioptriques 149, 151
 - CGS 17
 - de coordonnées 23
 - de réseaux 333
 - isolé 129
 - S.I. 17, 19
 - tache aveugle 163
 - tachymètre 259
 - tachyon 351
 - taux de contre-réaction 321
 - taux de température 121
 - télescope 161
 - de Cassegrain 161
 - de Newton 161
 - de Schmidt 161
 - télévision en couleurs 309
 - température 19, 102
 - Celsius 19, 102
 - critique 61
 - d'Einstein 339
 - d'inversion 137
 - de Curie 253
 - de Debye 339
 - de transition 225
 - différence 102
 - échelles 102
 - Fahrenheit 102
 - gradient 102
 - intervalle 102
 - Réaumur 102
 - thermodynamique 19, 102
 - temps 27
 - de pose 159
 - de relaxation thermique 121
 - de vol 35
 - élémentaire 27
 - propre 347
 - sens de déroulement 129
 - tensiomètre médical 57
 - tension
 - alternative 273
 - addition 273
 - générateur 277
 - valeur efficace 273
 - valeur maximale 273
 - anodique 313
 - auto-induite 261
 - de balayage 309
 - de commande 315
 - de Hall 247
 - électrique 211
 - superficielle 53, 65
 - triphasee 275
- tesla 241
 - tétrode 315
 - théorème
 - de Pascal 55
 - du moment cinétique 49
 - théorie
 - de la relativité générale 345, 353
 - de la relativité restreinte 345
 - des quanta 181, 357
 - du champ quantique 367
 - thérapeutique par les rayons X 189
 - thermodiffusion 125
 - thermoélément 239
 - thermogénérateur 239
 - isotopique 239
 - thermomètre 103
 - à bilame 103
 - à fil 103
 - à gaz 107
 - à résistance 225
 - thixotropie 69
 - thyratron 291
 - timbre 101
 - tir 35
 - balistique 35
 - torr 55
 - toupie 51
 - tour de refroidissement 133
 - tourbillon 67

trajectoire de tir 35
 transfert thermique 121, 123
 transformateur 285
 de Tesla 285
 idéal 285
 transformation
 de Galilée 345
 de Lorentz 345
 réversible 111
 transistor 319
 FET 319
 MOS 319
 nnp 319
 pnp 319
 translation 33, 49
 fondamentale d'un réseau 333
 transmission thermique 123
 transport
 de l'énergie électrique 285
 passif 125, 127
 travail 211
 mécanique 41
 de la force de pression 41
 des gaz 111
 triclinique 333
 triode à vide 315
 triphasé (courant) 275
 tube(s) 313
 à séparation 125
 cathodique 309
 compteur 323
 de Braun 309
 de Coolidge 183
 de Kundt 95
 de Pitot 57
 de Prandtl 57
 de prise de vues 309
 de télévision 309
 électroniques 313, 315
 fluorescent 325

turbulent 67, 71
 turgescence 127
 tuyau sonore 95

 ultrasons 95, 101
 ultraviolet 177
 unité(s) 16, 21
 astronomique 29
 dérivées 19
 symboles 17
 X 29

 valeur(s)
 critique (supra-conduction) 255
 en notation réelle 279
 instantanée (tension alternative) 273
 quadratique moyenne du déplacement 113, 125
 extrêmes (tension alternative) 273
 vapeur 53, 59, 133
 variables d'état d'un gaz 107
 vecteur
 accélération 33
 champ électrique 209
 de position 33
 de Poynting 299
 lumineux 201
 rotation instantanée 49
 unitaire 13
 vitesse 33
 vecteurs 13
 produit 13
 somme 13
 vent solaire 245
 vergence 149, 151, 163
 vernier 29
 verre 329
 absorbant 175
 de champ 157

Index thématique 403

 de l'œil 157
 vide 55
 vidicon 309
 vis micrométrique 29
 viscosimètre 69
 viscosité 69
 cinématique 69
 dynamique 69
 vitesse 33
 absolue 49
 angulaire 39
 d'agitation thermique 337
 d'entraînement 227
 de diffusion 317, 323
 de la lumière 24
 de porteur de charge 331
 de rotation 39
 des électrons 337
 des molécules 115
 du son 97
 la plus probable 115
 moyenne 113, 115
 quadratique moyenne 115
 volt 211
 voltmètre 211
 volume 31
 molaire 59, 107
 propre 61

 watt 223
 wattmètre 287
 whisker 329
 wurtzite 335

 yard 29

 zone
 de déplétion 319
 de Geiger-Müller 323
 zoom 159

Composition NORD COMPO
Édition 03
Dépôt édit. 6512-07/1999
ISBN : 2-253-13016-1

Imprimé en Italie par «La Tipografica Varese S.p.A.» Varese

ATLAS DE L'ASTRONOMIE

par Joachim Herrmann



La Pochothèque

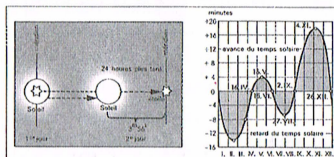
■ par Joachim Herrmann

*Edition française revue et mise à jour
par Martine Meslé-Gribenski, agrégée
de physique, diplômée d'astrophysique,
Michèle Sénéchal-Couvercelle,
docteur ès sciences, avec la collaboration
de Philippe Morin, agrégé de physique.*

288 pages,

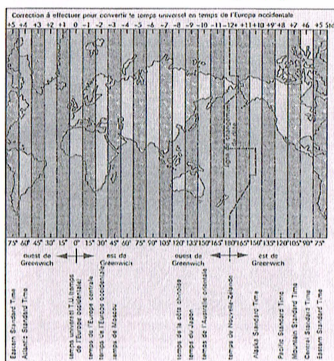
140 planches en couleurs,

75 FF



A Définition du temps solaire

B Équation du temps



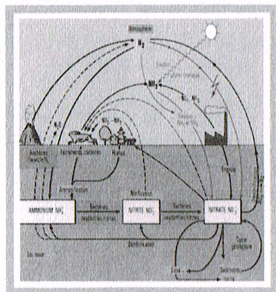
C Carte des fuseaux horaires

Extraits du sommaire :

- Histoire de l'astronomie.
- Instruments et méthodes de recherche.
- Astronomie sphérique et mécanique céleste.
- Le système solaire.
- Comètes, météores et matière interplanétaire.
- Nature et caractéristique des étoiles.
- La matière interstellaire.
- Formation et évolution des étoiles.
- L'espace extragalactique.
- Cosmologie.
- Atlas stellaire.

ATLAS DE L'ÉCOLOGIE

par Dieter Heinrich et Manfred Hergt



La Pochothèque

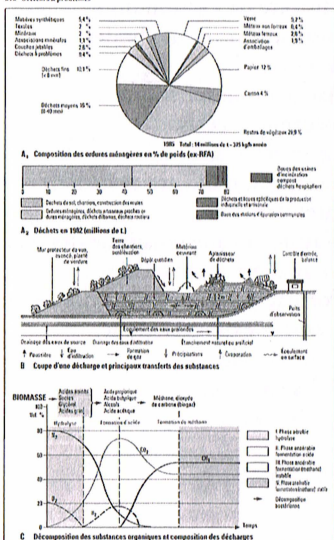
par Dieter Heinrich
et Manfred Hergt.

Edition française établie sous la direction
de Bernard Godelle, agrégé de l'Université,
maître-assistant à l'École nationale supérieure
d'horticulture de Versailles.

Extraits du sommaire :

- Ecologie fondamentale : climatologie, pédologie, facteurs écologiques, métabolisme, comportement, radioactivité.
- L'écosystème : constitution, cycles des éléments minéraux, écologie du paysage, biogéographie, biologie des populations, relations interspécifiques.
- Les écosystèmes, de la toundra à la forêt équatoriale, des océans aux rivières et aux lacs.
- L'emprise de l'homme : le paysage, l'impact de l'agriculture, de l'industrie, le bruit, la pollution : de l'air, de l'eau, des sols, par la radioactivité.
- Problèmes globaux : l'énergie, les pluies acides, les ordures, l'effet de serre, le trou dans la couche d'ozone, les menaces sur la biodiversité, l'explosion démographique, le risque atomique.
- Propositions de solutions : les énergies renouvelables, la purification de l'air, l'épuration des eaux, la maison écologique.

232 Secteurs à problèmes

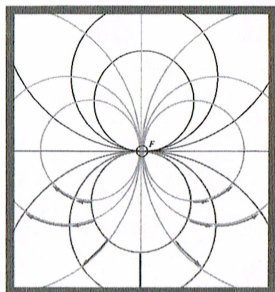


288 pages,
130 planches en couleurs,
75 FF



ATLAS DES MATHÉMATIQUES

par Fritz Reinhardt et Heinrich Soeder



La Pochothèque

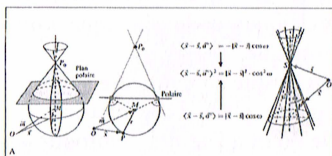
par Fritz Reinhardt
et Heinrich Soeder

Edition française établie sous la direction
de Jean Cuenat, professeur de mathématiques
spéciales honoraire et Jacques Dablan,
inspecteur général honoraire de l'Education
nationale.

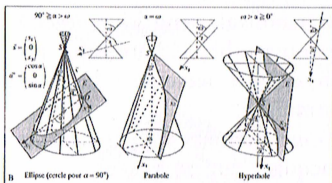
Aperçu du contenu :

- La logique mathématique, la difficulté de la notion d'ensemble.
- Les concepts fondamentaux : relations et structures.
- Le développement de l'algèbre : en avance sur son temps, la théorie de Galois.
- Un vieux problème : les géométries ; celles qui ne sont pas euclidiennes.
- La topologie, base de l'analyse moderne ; son penchant vers l'algèbre, la topologie algébrique.
- L'analyse réelle, qui se développe depuis plus de trois siècles ; de l'intégrale de Riemann à celle de Lebesgue, les équations différentielles et le problème fondamental des conditions aux limites.
- Surfaces et variétés ; les surfaces feuilletées de Riemann.
- La théorie des fonctions.
- Le calcul des probabilités.
- Des pages de suppléments consacrées aux ensembles fractals, aux séries de Fourier, aux groupes de Lie, aux formes différentielles, etc.

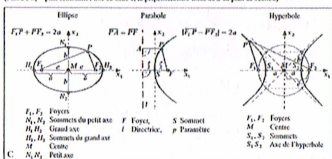
196 Géométrie analytique / Sphère, cône, section conique



Sphère, cône dans R^3 , demi-cône, cône



Section plane d'un cône de révolution (Plan S_0 ou S_1 plan contenant l'axe du cône et la perpendiculaire issue de S au plan de section)



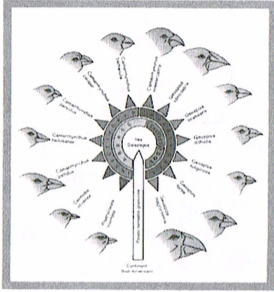
Ellipse, parabole, hyperbole

512 pages,
plus de 200 planches en couleurs,
149 FF



ATLAS DE LA BIOLOGIE

par Günter Vogel et Hartmunt Angermann

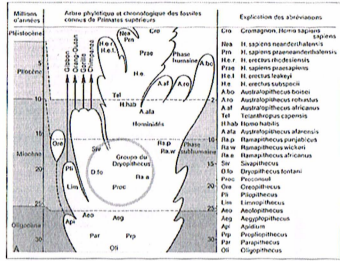


La Pochothèque

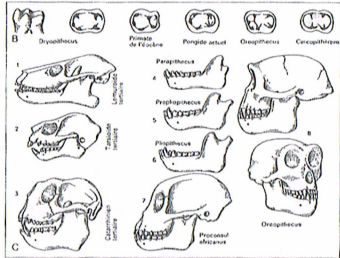
■ par Günter Vogel
et Hartmunt Angermann

Version française établie sous la direction de Matthieu Ricard du service de génétique cellulaire à l'Institut Pasteur, avec la collaboration de Michel Stephan, professeur de biologie et de géologie, Elisabeth Loubet, Jean-Pierre Bobillot, Dominique Marie et Alain Saint-Dizier, ingénieurs agronomes. Edition revue et augmentée sous la direction de Georges Carric, agrégé de biologie, professeur en classe préparatoire de biologie mathématiques spéciales au lycée Chateaubriand de Rennes.

642 pages,
290 planches en couleurs,
149 FF



Arbre phylogénétique, évolution des Primates supérieurs



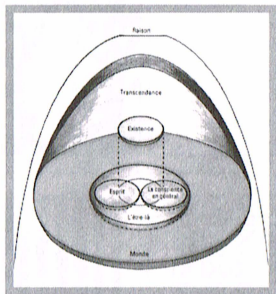
Dessin des tubercules et de la forme de la muqueuse lésionnaire (B) : crânes des Primates tertiaires (C)

Extraits du sommaire :

- La cellule : ultrastructure, acides nucléiques, code génétique, synthèse protéique.
- Du simple au complexe : tissus, organes, plans d'organisation.
- De l'œuf à l'adulte : reproduction, embryogenèse.
- Métabolisme : nutrition végétale (photosynthèse) et animale, motricité, physiologie nerveuse et hormonale, immunité.
- Comportement : appétence, l'inné et l'acquis, l'apprentissage.
- Evolution : théories, faits et mécanismes essentiels.
- Systématique végétale et animale.

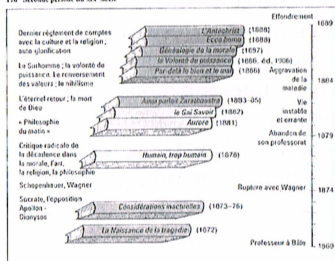
ATLAS DE LA PHILOSOPHIE

par Peter Kunzmann, Franz-Peter Burkard
et Franz Wiedmann

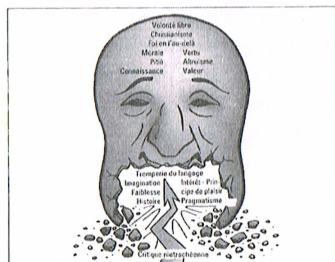


La Pochothèque

170. Seconde période du XIX^e siècle



A. La vie et l'œuvre de Nietzsche



B. La crise intellectuelle de la culture de la décadence

par Peter Kunzmann,
Franz-Peter Burkard
et Franz Wiedmann

Traduction française de Zoé Housez
et Stéphane Robillard

Extraits du sommaire :

- Philosophie orientale : Inde (Upanishad, systèmes orthodoxes, jaïnisme, bouddhisme), Chine (confucianisme, école du Yin-Yang, taoïsme, mohisme).
- Antiquité : Présocratiques, sophistique, Socrate, Platon, Aristote, épicurisme, stoïcisme, scepticisme, néoplatonisme.
- Moyen Âge : patristique, augustinisme, scolastique, philosophie arabe, Roger Bacon, Raymond Lulle, Duns Scot, Maître Eckart, Guillaume d'Ockham, Nicolas de Cues.
- Renaissance : Francis Bacon, Giordano Bruno, l'humanisme, Montaigne.
- XVII^e siècle : le rationalisme (Descartes, Spinoza, Leibniz), l'empirisme (Hobbes, Locke, Berkeley).
- XVIII^e et XIX^e siècles : les Lumières, l'idéalisme allemand (Kant, Fichte, Schelling, Hegel), Schopenhauer, Kierkegaard, Marx, Nietzsche.
- XX^e siècle : Bergson, la phénoménologie, les philosophies de l'existence, Heidegger, l'épistémologie, le structuralisme, Foucault, Deleuze, Derrida, Lévinas.

288 pages,

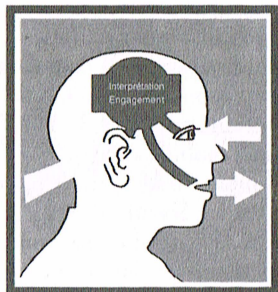
120 planches en couleurs,

75 FF



ATLAS DE LA PSYCHOLOGIE

par Hellmuth Benesch

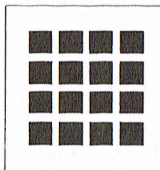


La Pochothèque

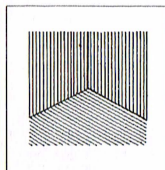
■ par Hellmuth Benesch

*Edition française établie par Emile Jalley,
ancien élève de l'Ecole normale supérieure,
agrégé de philosophie, diplômé EPHE
de l'Institut de psychologie de Paris,
psychanalyste, professeur de psychologie
clinique et d'épistémologie à l'Université
de Paris Nord.*

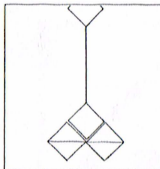
512 pages,
plus de 200 planches en couleurs,
155 FF



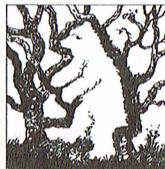
A. Grille de contraste



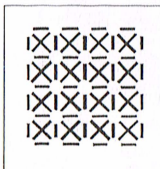
B. Angles du cube



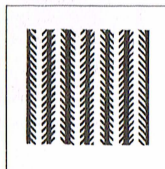
C. Illusion de hauteur



D. Image inversée



E. Effet d'Échelle



F. Illusion de Zöllner

Extraits du sommaire :

- Histoire et méthode : précurseurs et pionniers, la psychologie moderne et l'analyse statistique.
- Les grandes fonctions de la vie mentale : la perception, l'apprentissage, la mémoire, l'action, la cognition, le langage et la communication, l'émotion et la personnalité.
- Les grands domaines de la psychologie moderne : psychologie du développement, psychologie sociale, psychologie des masses, de l'environnement, psychologie animale, psychodiagnostic, psychologie clinique, appliquée et culturelle.
- Glossaire et bibliographie.

La physique est souvent considérée comme une science difficile. Or, la plupart du temps, les phénomènes qu'elle étudie se sont révélés à l'homme par l'observation ou la simple expérience, depuis fort longtemps parfois.

Ainsi, Pythagore et ses disciples possédaient déjà certaines notions d'acoustique, les Babyloniens avaient mis en évidence la propagation rectiligne de la lumière et Euclide les lois de la réflexion.

C'est grâce aux étapes franchies au cours des siècles par Galilée, Newton, Einstein ou Planck que se sont peu à peu dégagées les propriétés générales de la matière et que la physique a acquis toute sa complexité et sa diversité. Aujourd'hui, la découverte expérimentale des quarks, la supraconduction à température facilement réalisable ou bien encore l'induction comptent parmi les applications les plus récentes de la physique, dont certaines s'avèrent indispensables à l'activité humaine de cette fin de siècle.

Cet atlas offre un panorama des domaines fondamentaux de la physique. Les chapitres, traités de manière progressive — depuis les données de base indispensables jusqu'aux derniers apports de la recherche —, intéresseront aussi bien l'esprit curieux que l'étudiant ou le spécialiste.

Aperçu du contenu de l'ouvrage :

- Généralités : fondements historiques, bases mathématiques, systèmes d'unités, mesures ;
- Mécanique : métrologie, cinématique, dynamique du point matériel, mécanique des fluides, oscillations et ondes ;
- Acoustique : émission, propagation et réception du son, spectres sonores, ultrasons ;
- Thermodynamique : température, capacité calorifique, propriétés des gaz, changements d'état ;
- Optique et rayonnement : géométrie, physique, électronique, rayonnement électromagnétique ;
- Electricité et magnétisme : champ et potentiel électrique, électrocinétique, effets thermoélectriques, magnétostatique, champs magnétiques, induction et auto-induction, courants alternatifs, oscillateurs électriques, ondes électromagnétiques, plasma ;
- Physique du solide : réseaux cristallins, semi-conducteurs ;
- Physique moderne : théorie de la relativité restreinte et générale, mécanique quantique, particules élémentaires ;
- Histoire de la physique : savants et découvertes, prix Nobel.

